

VISIT...

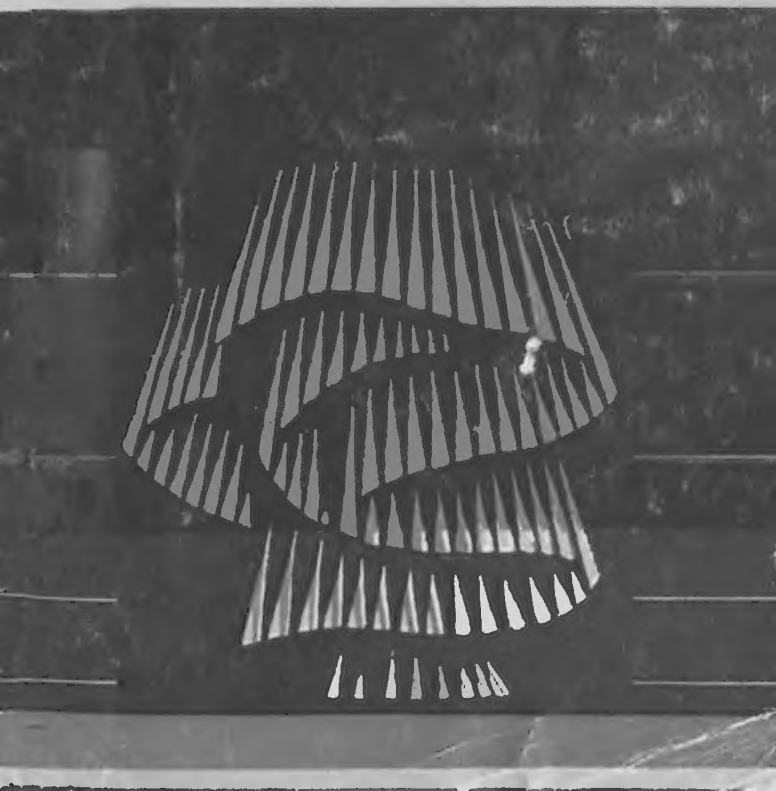
LANZAROTE
Caliente.COM



Космические
исследования
Астрономия
Геофизика

А. Омхольт

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ



A. Omholt

Universitet i Oslo, Fysisk Institutt, Blindern

OSLO, NORWAY

THE OPTICAL AURORA

SPRINGER-VERLAG

1971

А. Омхольт

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

Перевод с английского

В. С. ГОРЯЧЕВОЙ и Л. А. ЮДОВИЧ

Под редакцией

Я. И. ФЕЛЬДШТЕЙНА и Н. Н. ШЕФОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1974

Книга видного норвежского геофизика А. Омхольта посвящена успехам в изучении оптических полярных сияний — свечения верхних слоев земной атмосферы.

Автор последовательно рассматривает электронные и протонные сияния, их спектры от инфракрасной до ультрафиолетовой области и их возможную интерпретацию, связь сияний с другими явлениями.

Книга представляет большой интерес для читателей, интересующихся физикой верхних слоев атмосферы и космического пространства. Она может служить учебником для студентов соответствующих специальностей.

*Редакция космических исследований,
астрономии и геофизики*

© Перевод с английского, «Мир», 1974

О 20807-110
041(01)-74

Полярные сияния являются наглядным свидетельством вторжения в атмосферу потоков заряженных частиц и одним из очевидных доказательств существования солнечно-земных связей. Их всесторонние исследования определяются в настоящее время настоятельными потребностями практики.

Оптические эмиссии атмосферы, их спектральные характеристики позволяют определять как параметры космических частиц, так и параметры самой атмосферы. Эти важные данные можно получить, обрабатывая спектры полярных сияний и измеряя их абсолютные интенсивности. Однако получение высококачественных спектров с малым временным разрешением, что важно именно при исследовании полярных сияний вследствие их изменчивости, стало возможным только в последние годы. Кроме того, сама интерпретация спектров является довольно трудной задачей, поскольку и сейчас не полностью ясен механизм их возбуждения. Поэтому систематизация достижений в этой области необходима для развития дальнейших исследований.

В предлагаемой монографии видного норвежского ученого А. Омхольта обобщены результаты исследований оптических полярных сияний, выполненных в основном классическими — фотометрическими и спектральными — методами в течение последних десяти лет. Эти результаты существенно дополняют и расширяют наши знания о возбуждении и излучении различных составляющих атмосферы под действием корпускулярного излучения. Таким образом, книга является естественным продолжением

фундаментальной монографии Дж. Чемберлена «Физика полярных сияний и излучения атмосферы», выпущенной в русском переводе в 1963 г.

В течение последних 20 лет профессор Омхольт активно работал в области физики полярных сияний в университете Осло и в геофизической обсерватории Тромсё. Ему принадлежат важные результаты в интерпретации спектров сияний в высоких широтах. Естественно, что изложение этих проблем в книге отражает научные интересы автора монографии.

Содержащееся в монографии подробное описание взаимодействия электронов и протонов с атмосферой, спектров свечения и их интерпретация, а также постановка проблем, требующих своего решения, делает предлагаемую книгу полезной и необходимой для специалистов, занимающихся проблемами солнечно-земных связей, физики верхней атмосферы не только Земли, но и планет. В то же время простота и физичность изложения позволяют рекомендовать эту книгу студентам, специализирующимся в области физики атмосферы и солнечно-земных связей.

*Я. И. Фельдштейн
Н. Н. Шефов*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель этой книги — описание и анализ полярного сияния как оптического явления, которое может наблюдаться как невооруженным глазом, так и более чувствительными оптическими приборами. Книга продолжает традиционный метод изучения впечатляющего явления природы — полярного сияния, которое наблюдалось и обсуждалось греческими философами еще в VI в. до нашей эры.

В настоящее время изучение оптического полярного сияния — лишь один из многих способов получения информации о грандиозном явлении: выбросе плазмы из Солнца, взаимодействии этой плазмы с геомагнитным полем и инъекции быстрых частиц в атмосферу Земли. Таким образом, повышенное внимание, уделяемое сияниям, оправдано особым научным подходом: обнаружением и интерпретацией электромагнитного излучения в диапазоне примерно $1000 - 10\,000 \text{ \AA}$, возникающего при взаимодействии авроральных частиц с земной атмосферой.

Другие методы, такие, как радионаблюдения, наблюдения рентгеновского излучения, прямые измерения потоков частиц с ракет и спутников, изучение магнитных бурь, измерения характеристик магнитных полей и плазмы в магнитосфере, важны так же и даже более, чем классический метод изучения оптических полярных сияний. Тем не менее целесообразно посвятить оптическому свечению отдельную книгу, вероятно, главным образом потому, что в настоящее время один ученый не в состоянии дать обзор всей проблемы с достаточной полнотой. Эта книга поэтому является одним из томов в серии книг, дающих законченное описание физики и химии космического пространства.

Изучение оптических полярных сияний имеет два существенно различных аспекта. Во-первых, рассмотрение оптического излучения, как одного из конечных результатов грандиозного явления, охватывающего пространство между Землей и Солнцем. В этой связи земную атмосферу можно рассматривать как сцинтилляционный экран, и цель исследования сияний состоит в сборе данных о потоках частиц, проникающих в атмосферу, и фундаментальных процессах, обусловленных вторгающимися частицами. Во-вторых, по данным об оптическом излучении можно выявить, каково воздействие первичного потока заряженных частиц на ионосферу и, следовательно, изучать возмущения в ионосфере, вызванные этими частицами. Такие исследования необходимы в связи с проблемой распространения радиоволн и другими явлениями в радиодиапазоне.

Оба аспекта освещены в данной монографии, хотя невозможно и нецелесообразно рассматривать их отдельно в разных главах или делить монографию на две отдельные части.

Большинство явлений, рассмотренных в этой книге, с исчерпывающей полнотой описаны в замечательной монографии Чемберлена [12]*. Однако с 1960 г., когда была написана книга Чемберлена, появилось много важных публикаций и наши знания о полярных сияниях существенно углубились. В этой монографии мы заострим внимание на достижениях последних лет и не будем повторять то, что было известно к 1960 г. Поэтому для более подробного знакомства читатель отсылается к монографии Чемберлена.

Мы не будем давать исторического обзора. Краткие резюме истории исследований полярных сияний опубликованы Чепменом [13, 14]*. Более обширная информация содержится в упомянутой выше монографии Чемберлена.

А. Омхольт

* См. библиографию к гл. 1.

СПИСОК ЧАСТО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

В монографии используются стандартные спектроскопические обозначения. Некоторые символы иногда используются для обозначения других величин, как принято в литературе. Их смысл ясен из контекста.

- α — коэффициент рекомбинации,
- A_{mn} — вероятность перехода,
- $\mathbf{B}, B$ — напряженность магнитного поля (вектор, скаляр),
- e — заряд электрона,
- E — энергия отдельной частицы,
- $\mathbf{E}, E$ — напряженность электрического поля (вектор, скаляр),
- Φ — геомагнитная широта,
- H — шкала высот,
- $H\alpha, H\beta$ — линии серии Бальмера,
- h — высота,
- I — поверхностная яркость, второй адиабатический (интегральный) инвариант,
- $4\pi I$ — яркость полярного сияния,
- L — параметр Мак-Илвейна,
- Λ_L — инвариантная геомагнитная широта,
- λ — длина волны,
- m — масса частицы,
- μ — магнитный момент,
- ν — частота, частота столкновений,
- Ω — телесный угол,
- ω — угловая частота, гирочастота,
- Ψ — волновая функция,

- R, r — радиус, пространственная координата,
 σ — эффективное сечение (атомное или молекулярное),
 t — время,
 UT — всемирное время,
 τ — время жизни,
 θ — питч-угол,
 v, v — скорость частицы (вектор, скаляр),
 v', v'' — колебательное квантовое число,
 W — кинетическая энергия,
 ξ — масса воздуха на длине пробега энергичной частицы при нормальных условиях,
 ζ — число частиц в воздухе на длине пробега энергичной частицы.

Распределение и причины появления полярных сияний,

Краткое введение

1.1. Формы полярных сияний

1.1.1. Геометрия. Читателю, вероятно, хорошо известно, что полярные сияния появляются в ночные часы в северном и южном полушариях в виде слабого свечения. Чаще всего они наблюдаются в двух областях вокруг геомагнитных полюсов, так называемых зонах полярных сияний. Однако полярные сияния бывают видны более или менее часто в полярных шапках, а в некоторых случаях к экватору от зон полярных сияний. Появление сияний связано с возмущениями в геомагнитном поле, причем сияния смещаются к экватору с усилением магнитной возмущенности.

При наблюдениях типичного полярного сияния удивляет разнообразие форм сияний и различие ситуаций. Однако при детальном анализе каждую мгновенную ситуацию можно рассматривать как состоящую из различных накладывающихся друг на друга элементарных форм полярных сияний, меняющихся в пространстве и во времени. Для практических целей можно ограничиться четырьмя такими элементарными формами или структурами: 1) спокойные однородные дуги или полосы, протянувшиеся через весь небосвод в виде прямой или изогнутой линии, 2) лучи полярных сияний, длина которых может существенно меняться, 3) диффузные и неправильные пятна, 4) большие однородные поверхности. Их интенсивность может меняться на несколько порядков величины. Элементарные формы полярных сияний (1)—(3) показаны на рис. 1.1—1.6.

Спокойная однородная дуга обычно вытянута примерно вдоль магнитной параллели. Исключением являются центральные области полярных шапок, где дуги ориентированы



Рис. 1.1. Дуга полярного сияния.

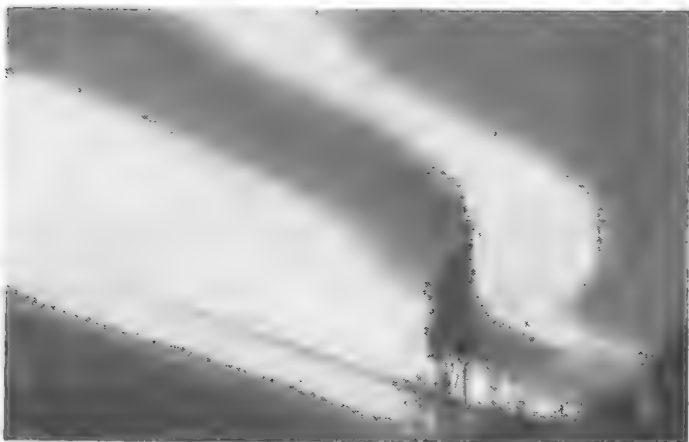


Рис. 1.2. Однородные дуги и полосы.



Рис. 1.3. Однородная полоса.

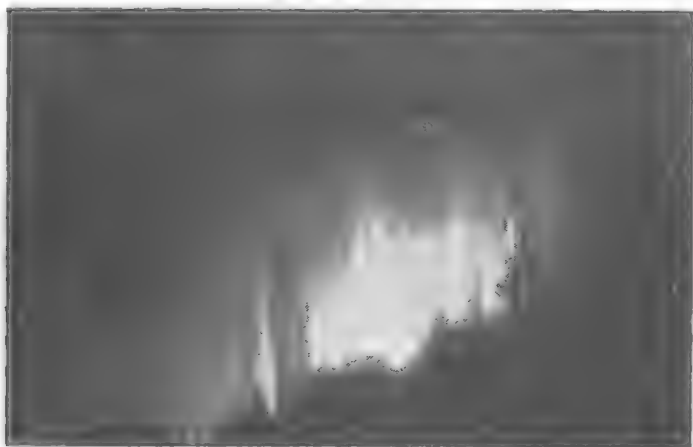


Рис. 1.4. Лучи.



Рис. 1.5. Диффузные пятна полярных сияний.

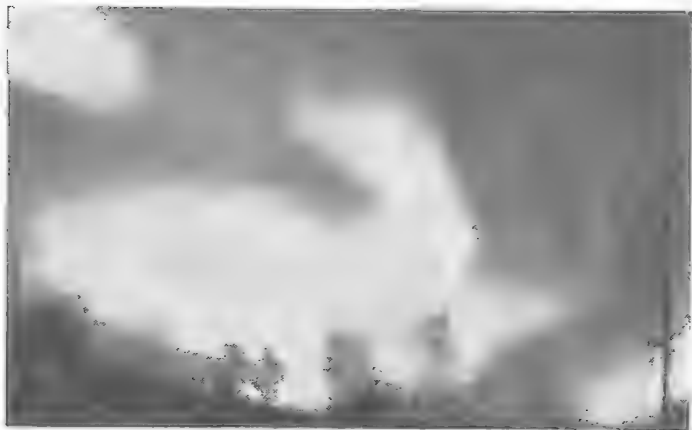


Рис. 1.6. Драпри, полосы и лучистая структура.

приблизительно в направлении на Солнце. Сообщалось о наблюдениях однородных дуг длиной более 1000 км [3, 4]. Ширина дуги может меняться от менее 1 км до нескольких десятков километров (разд. 2.6). Однородная полоса является более общим случаем однородной дуги. Эта форма полярного сияния также сильно вытянута, но в отличие от дуг не имеет правильной структуры. Полоса обычно изогнута в виде буквы S или закручена в форме спирали. Дуги и полосы, как правило, располагаются на высотах от 100 до 150 км.

Лучи полярных сияний наблюдаются как изолированные структуры или в сочетании с дугами и полосами. Их длина может меняться от нескольких десятков до нескольких сотен километров с нижней границей на высоте от 100 до 150 км. Они всегда вытянуты вдоль магнитных силовых линий и имеют поперечные размеры от нескольких десятков метров до нескольких километров.

Площадь каждого неправильного диффузного пятна обычно составляет по порядку величины 100 км². Как правило, одновременно существует много таких пятен. Большие однородные поверхности, с другой стороны, покрывают большую часть видимого небосвода и имеют довольно постоянную, но слабую интенсивность.

При развитии полярного сияния некоторые или даже все его формы могут появляться одновременно, частично накладываясь или внедряясь друг в друга. Так, дуги и полосы полярных сияний часто имеют лучистую структуру. Каждая форма обычно движется, и интенсивность ее меняется с течением времени. Скорости однородных спокойных форм невелики, до нескольких сот метров в секунду, тогда как некоторые формы с лучистой структурой обнаруживают быстрое движение, причем были измерены скорости отдельных лучей до 50 км/с (разд. 2.6). Одновременно меняется интенсивность свечения в движущихся формах. Крупномасштабные вариации интенсивности свечения сопровождают эти движения, что приводит к изменениям всей картины полярного сияния за несколько минут или часов. Иногда изменения интенсивности протекают быстрее. В однородных формах могут иметь место пульсации интенсивности с частотой примерно до 10 Гц, хотя

чаще наблюдаются вариации интенсивности с периодом несколько секунд (гл. 7).

В Международном атласе полярных сияний [29] содержится обзор их форм и классификация. Мы вернемся к более детальному описанию и интерпретации характерных свойств полярных сияний в следующих главах; характерное проявление сияний описано детально в п. 1.1.3.

1.1.2. Интенсивность. Полярное сияние видно с некоторого расстояния как светящееся облако определенной поверхностной яркости. В видимом участке спектра существует пренебрежимо малое самопоглощение в областях свечения, так что видимая поверхностная яркость пропорциональна толщине светящейся области, или, точнее, излучению единицы объема, проинтегрированному вдоль луча зрения. Поскольку в большинстве случаев можно измерить только видимую поверхностную яркость, она используется для определения интенсивности полярного сияния, хотя для физики явления больший интерес представляет излучение единицы объема.

Если I — поверхностная яркость полярного сияния в определенном направлении, то $4\pi I$ есть суммарная эмиссия столба единичного поперечного сечения в сиянии, вытянутого вдоль луча зрения. Эта суммарная эмиссия обычно измеряется числом фотонов на 1 см^2 в 1 с . Чтобы показать, что это не истинная поверхностная яркость, а эмиссия излучающего столба, часто, хотя и несколько неточно, записывают размерность величины I в виде числа фотонов на $1 \text{ (см}^2 \cdot \text{столб} \cdot \text{с)}^{-1}$. Более подходящей единицей для $4\pi I$ является рэлей. Один рэлей соответствует излучению 10^6 фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{столб} \cdot \text{с})$ [12, приложение III].

Важно понять, что интенсивность конкретной формы полярного сияния зависит от направления, в котором оно наблюдается. Тонкий светящийся слой, покрывающий большую часть небосвода, имеет существенно большую интенсивность при наблюдении сбоку на малой высоте над горизонтом, чем при наблюдении снизу.

Спектр полярного сияния состоит из отдельных эмиссионных линий и полос. Поэтому интенсивность свечения обычно относят не к интегральному излучению, которое трудно измерить, а к излучению в какой-либо одной линии

или полосе. Очень часто используют яркую зеленую линию кислорода с длиной волны 5577 Å, которая является сильнейшей среди линий и полос, преобладающих в видимой части спектра сияний. Удобной логарифмической системой классификации интенсивности полярных сияний является международный коэффициент яркости (*IBC*). Этот коэффициент определен таким образом, что полярные сияния с международными коэффициентами яркости I, II, III, IV излучают в зеленой линии кислорода с интенсивностью $4\pi I$ соответственно 1, 10, 100 и 1000 килорэлей.

Распределение интенсивности обычно довольно постоянно для наиболее значительных авроральных эмиссий в интервале длин волн, к которым чувствителен человеческий глаз, так что определенные выше коэффициенты яркости обычно пропорциональны наблюдаемой глазом интенсивности свечения. Однако существуют исключения. Для сияния с сильной красной нижней границей или протяженного диффузного свечения в красной линии коэффициент яркости, определенный по зеленой линии кислорода может не соответствовать визуальной интенсивности, так как отношение интенсивностей других основных видимых эмиссий к зеленой линии переменнo. Другой источник ошибок при визуальной оценке коэффициента яркости имеет место, когда свечение покрывает (почти) весь небосвод, так что наблюдателю трудно выбрать область, относительно которой можно произвести оценку.

Типичные интенсивности зеленой линии в диффузных пятнах полярных сияний меняются от несколько ниже порога чувствительности глаза, который составляет примерно один килорэлей, до нескольких килорэлей. Однородные дуги имеют обычно умеренную интенсивность от одного до нескольких десятков килорэлей. Наибольшие интенсивности наблюдаются в краткие периоды всплесков, которые сопровождаются движениями лучистых полос. В этих случаях интенсивность может достигать нескольких сот килорэлей и приближаться к коэффициенту яркости IV, максимальному для любого сияния. Для лучей и узких дуг интенсивность существенно зависит от направления наблюдения. При наблюдении под большим углом эти формы могут казаться довольно слабыми с интенсивностью несколько килорэлей, тогда как при наблюдении

Вдоль магнитных силовых линий их интенсивность может достигать нескольких десятков килорэлей [45]. Интенсивности различных линий и полос играют основную роль в физической интерпретации оптических эмиссий полярных сияний и поэтому будут подробно рассмотрены в последующих главах.

1.1.3. Характерные особенности полярных сияний. Зоны полярных сияний представляют собой пояса вокруг геомагнитных полюсов на расстоянии $\approx 23^\circ$ от них. Для наблюдателей на поверхности Земли на широтах зоны частота появления полярных сияний максимальна в ночные часы. Сияния регулярно появляются также и ближе к полюсу, но с меньшей частотой и интенсивностью. При удалении от зон полярных сияний к экватору частота появления сияний быстро уменьшается. Появление сияний на низких широтах всегда связано с усилением магнитной активности, магнитными бурями. На дневной стороне полярные сияния появляются ближе к полюсу, но их не очень легко наблюдать оптическими методами с поверхности Земли. В любой момент времени сияние располагается вдоль двух овалов, окружающих геомагнитные полюса. Расстояние от овалов до геомагнитных полюсов составляет $\approx 23^\circ$ на ночной и $\approx 15^\circ$ на дневной стороне. Эти значения меняются с геомагнитной активностью. Дальнейшее рассмотрение зон и овалов полярных сияний проведено в разд. 1.2.2.

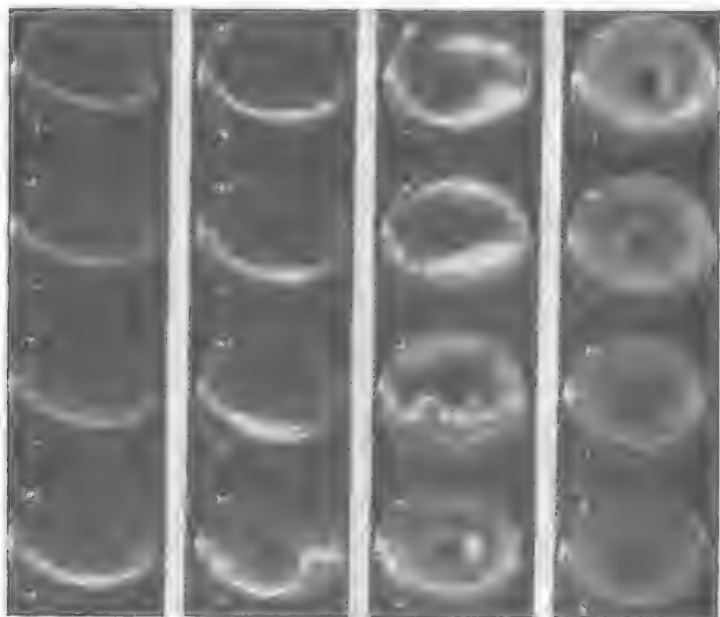
В зоне полярных сияний имеет место типичное развитие сияний при наблюдении из фиксированной точки на поверхности Земли. Явление обычно начинается со спокойных однородных дуг интенсивностью 10 килорэлей, вытянутых примерно вдоль геомагнитной параллели. Может наблюдаться одна дуга или несколько близко расположенных дуг. Через некоторое время, возможно через несколько часов, в полярном сиянии может развиться лучистая структура, приобретающая форму полосы, и одновременно усиливается интенсивность свечения. В это же время сияние начинает быстро двигаться, меняя форму и интенсивность, временами усиливаясь до нескольких сотен килорэлей, а отдельные структурные образования в сияниях имеют видимую скорость в восточном или западном направлении несколько десятков км/с. В течение нескольких

минут свечение может охватить весь небосвод, а затем слабеет и становится довольно неправильным. Типичный пример такого распада сияния показан на рис. 1.7, где приведена последовательность снимков небосвода через одинаковые интервалы и с заданными экспозициями, снятых камерой полного обзора неба, которая фотографирует весь небосвод при помощи системы зеркал.

Наиболее эффектная часть явления обычно длится всего несколько минут, причем весь активный период занимает около получаса или меньше. Затем весь небосвод более или менее равномерно покрыт однородными поверхностями слабого аврорального свечения, интенсивность его обычно от 1 до 5 килорэлей, но часто оно субвизуально. Слабые пятна, лучи или дуги, окруженные этим диффузным авроральным свечением, имеют вполне достаточную интенсивность, чтобы быть различными на фоне этого диффузного свечения. Вследствие эффектов контраста интенсивность таких слабых диффузных поверхностей по сравнению с более дискретными и отчетливыми формами часто недооценивается при визуальных наблюдениях. Это обстоятельство вместе с тем фактом, что в некоторых случаях такие диффузные сияния субвизуальны, объясняет то, что такие поверхности фонового аврорального свечения появляются гораздо чаще, чем это следует из данных визуальных наблюдений.

Если распад полярного сияния происходит в начале ночи, то сияние снова часто сжимается довольно быстро до спокойных дуг и в течение ночи могут повториться один или несколько новых активных периодов. После геомагнитной полночи (определение дано в п. 1.2.1.) преобладают полярные сияния в виде лучей и пятен, которые часто обнаруживают быстрые флуктуации интенсивности и пульсации.

Следует иметь в виду, что мгновенное глобальное распределение полярных сияний определяется Солнцем и геомагнитным полем. Поэтому полярное сияние, наблюдаемое из фиксированной точки на Земле, зависит как от развития общего распределения сияний, так и от специфического движения наблюдателя под этим распределением вследствие вращения земного шара. Мы вернемся к этому вопросу в следующем разделе.



1	5	9	13
2	6	10	14
3	7	11	15
4	8	12	16

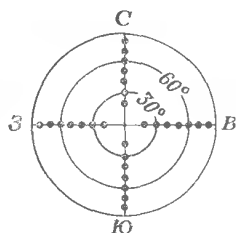


Рис. 1.7. Фаза распада полярного сияния. Последовательные снимки камерой полного обзора неба. Последовательность фотографий (вверху слева) и ориентация снимков (внизу слева) приведена вместе с соответствующими зенитными расстояниями. Экспозиция 5 с при интервалах 40 с.

Внутри зоны полярных сияний наблюдатель в фиксированной точке видит существенно другое распределение свечения. Например, к полюсу от геомагнитной широты $75-80^\circ$ дуги всегда ориентированы в направлении к Солнцу [16, 32]. На этих широтах полярные сияния чаще появляются в ближайшей к Солнцу области около геомагнитного полюса (где все еще темно в период зимнего солнцестояния вследствие наклона земной оси), чем на ночной стороне. Распад спокойных форм и яркие сияния наблюдаются значительно реже к полюсу от зоны полярных сияний, где отмечены характерные кратковременные (1—5 мин) всплески вытянутых вдоль линии Земля — Солнце протяженных форм [19].

Частота появления так же, как интенсивность полярных сияний, явно коррелирует с активностью Солнца. Это следует из существования тенденции к 27-дневной повторяемости, коррелирующей с периодом вращения Солнца, так же как 11-летняя вариация коррелирует с циклом солнечных пятен.

1.2. Морфология полярных сияний

В монографии дано только краткое описание основных особенностей общей морфологии полярных сияний и временной последовательности их развития, так как подробное описание и исчерпывающее рассмотрение содержатся в книге Акасофу [7] и в обзорной работе Хултквиста [26].

Полярное сияние — результат взаимодействия заряженных частиц с атмосферой Земли, а инжекция таких частиц в атмосферу является следствием взаимодействия солнечного ветра, т. е. движущегося от Солнца потока плазмы, с геомагнитным полем. Пространственно-временное распределение сияний зависит поэтому от параметров солнечного ветра, геомагнитного поля и плотности и состава атмосферы.

Прежде чем приступить к детальному рассмотрению морфологии полярных сияний, важно определить естественную систему координат. Для этого внесем ясность в наиболее существенные особенности движения заряженных частиц в геомагнитном поле, а затем определим систему

координат, удобную для наблюдений и рассмотрения авроральных явлений.

1.2.1. Движение авроральных частиц в магнитном поле. Системы координат. Движение электрически заряженной частицы со скоростью $\mathbf{v}$ в магнитном поле напряженности $\mathbf{B}$ и электрическом поле напряженности $\mathbf{E}$ определяется основным уравнением движения

$$m d\mathbf{v}/dt = e\mathbf{E} + e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.1)$$

при отсутствии столкновений.

Основное действие силы $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ состоит в том, что она заставляет низкоэнергичную частицу двигаться по винтовой траектории вокруг силовой линии, если $\mathbf{E} = 0$

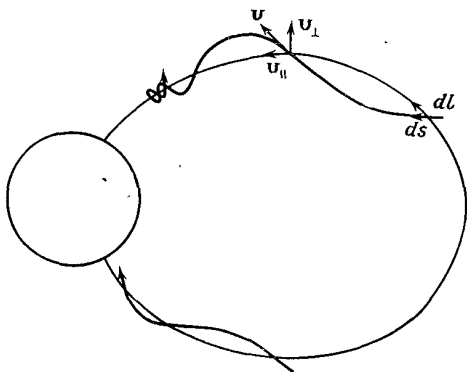


Рис. 1.8. Схематическое изображение траектории частицы в геомагнитном поле. $\mathbf{v}$, $\mathbf{v}_\perp$ и $\mathbf{v}_\parallel$ — соответственно полная скорость, компоненты скорости поперек и вдоль магнитной силовой линии. dl и ds суть дифференциалы дуг вдоль магнитной силовой линии и траектории частицы соответственно.

(рис. 1.8). Штёрмер [50] в своем фундаментальном классическом труде выполнил расчеты всевозможных траекторий электронов в магнитном поле Земли. Альвен [9] показал, что при малых относительных вариациях напряженности магнитного поля за время одного оборота частицы вокруг силовой линии, выполняется соотношение

$$W_\perp / B = \mu = \text{const} \quad (1.2)$$

для нерелятивистской частицы при ее движении в магнитном поле, где $W_{\perp}$ — кинетическая энергия движения частицы поперек $\mathbf{B}$, μ — магнитный момент вращающейся частицы. Величина μ называется также первым адиабатическим инвариантом. Движение частицы в этом приближении можно описать как круговое движение вокруг так называемого ведущего центра и движение последнего вдоль силовой линии. Движение ведущего центра эквивалентно перемещению небольшого магнита с магнитным моментом μ .

Магнитные силы не могут изменить полную энергию частицы, а изменяют только направление вектора скорости, поэтому общая кинетическая энергия W остается постоянной при отсутствии электрического поля. Отсюда следует, что частица не может проникнуть в область пространства, где напряженность поля B больше величины B_m , определяемой соотношением

$$B_m = W/\mu. \quad (1.3)$$

При $B = B_m$ $W_{\perp} = W$, т. е. частица движется перпендикулярно магнитному полю. Когда частица проникает в магнитное поле до точки $B = B_m$, магнитные силы будут заставлять ее возвращаться в области пространства с меньшими значениями B , т. е. происходит отражение частицы в точке с $B = B_m$. Отсюда если магнитные силовые линии замкнуты, как в случае дипольного поля, то частица будет колебаться между двумя точками с $B = B_m$, одной в северном и другой в южном полушарии.

Второй адиабатический инвариант связан с периодическим колебанием частицы между точками отражения (зеркальными точками). Можно показать, что интеграл

$$J = 2 \int_1^2 m v_{\parallel} dl \quad (1.4)$$

есть постоянная величина при условии, что напряженность магнитного поля B в любой точке траектории не изменяется существенно за время, которое требуется частице, чтобы пройти от одной точки отражения к другой. В (1.4) $v_{\parallel}$ — компонента скорости, а dl — отрезок траектории вдоль

силовой линии. Интегрирование производится от одной зеркальной точки до другой. Используя уравнения (1.2) и (1.3), легко показать, что

$$J = 2mv \int_1^2 \sqrt{1 - B/B_m} dl \quad (1.5)$$

или

$$I = J/2mv = \int_1^2 \sqrt{1 - B/B_m} dl. \quad (1.6)$$

Отсюда величина $I = J/2mv$ является характерной константой для всех частиц, движущихся вдоль магнитной силовой линии и отражающихся при напряженности магнитного поля B_m при условии, что отсутствуют электрические поля и быстрые временные вариации магнитного поля. I иногда называют интегральным инвариантом.

Помимо движения по винтовой траектории вдоль силовой линии между двумя точками отражения, электрически заряженная частица медленно дрейфует вокруг Земли. Этот дрейф обусловлен градиентом напряженности и кривизной силовых линий геомагнитного поля; дополнительный дрейф может быть также обусловлен электрическими полями.

Детальное рассмотрение этих проблем содержится в книге: Х. Г. Редерер «Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем» [43] и в других учебниках, например: Е. Н. Хесс «Радиационный пояс и магнитосфера» [23]. Здесь достаточно указать, что первые два адиабатических инварианта остаются постоянными в период дрейфа частицы при условии, что он происходит значительно медленнее по сравнению с другими движениями.

Можно показать, что на любой долготе имеется только одна силовая линия, удовлетворяющая условию, что частицы отражаются в точке с $B = B_m$ и что интеграл I имеет данное постоянное значение. Совокупность таких силовых линий образует оболочку вокруг Земли. Мак-Илвейн для описания этой оболочки ввел параметр L [34].

Рассмотрим дипольное магнитное поле. Ведущий центр движется вдоль силовых линий дипольного поля с сохра-

нением величин B_m и I . Эти силовые линии пересекают геомагнитную экваториальную плоскость на расстоянии R от центра Земли. Отношение

$$L = R/r_E, \quad (1.7)$$

где r_E — радиус Земли, характеризует вышеупомянутую оболочку, так как R есть постоянный параметр траектории. Поэтому L является удобным параметром в дополнение к азимуту (долготе) и B_m для описания траектории частицы в дипольном магнитном поле. Дрейфовая оболочка частицы получила название L -оболочки. Математически для дипольного поля можно найти точную зависимость L от I и B_m , т. е.

$$L = L(I, B_m). \quad (1.8)$$

В недипольном поле истинное значение R частицы будет меняться с азимутом. Можно также определить L зависимостью (1.8) от I и B_m для данной силовой линии и использовать это значение L как параметр, характеризующий данную силовую линию. Однако в этом случае значение L не удовлетворяет соотношению (1.7).

Поскольку I определяется только значениями B_m и B , частицы с одной и той же точкой отражения располагаются на одной L -оболочке, если их траектории совпадают на какой-либо долготе. Частицы с зеркальными точками, в которых B_m различно, не будут располагаться на одной и той же L -оболочке в асимметричном поле. Рассмотрим две частицы, первоначально расположенные на одной и той же силовой линии, но имеющие различные точки отражения. При азимутальном дрейфе они не обязательно останутся на одной и той же силовой линии, так как движение обеих должно удовлетворять требованиям относительно I и B_m .

Этот эффект называется расщеплением L -оболочки. Для $L \leq 4$ расщепление очень мало, примерно 1%. Для $L = 5$ оно возрастает до 10%, а для больших значений L становится весьма существенным [42]. Увеличение эффекта при больших L обусловлено усилением асимметрии между полуденным и полуночным секторами магнитосферы с геоцентрическим расстоянием. Эффект расщепления оболочек был количественно исследован на спутниках [38].

В дипольном поле силовая линия, характеризующая параметром L , пересекает поверхность Земли на широте Λ_L , определяемой соотношением

$$\cos^2 \Lambda_L = 1/L. \quad (1.9)$$

Величина Λ_L называется инвариантной геомагнитной широтой и может быть использована вместо L для характеристики дрейфовой оболочки частицы. Λ_L постоянно вдоль линии пересечения L -оболочки с поверхностью Земли.

Как следует из соотношения (1.8) и рассмотрения расщепления L -оболочки, определение L для данной силовой линии зависит от точки отражения B_m рассматриваемой частицы. Для частиц полярных сияний удобно определить L по частицам, отражающимся в земной атмосфере на высотах появления полярных сияний.

Хотя параметр L или Λ_L удобен для описания захваченных частиц, его физический смысл для частиц, проникающих в атмосферу, т. е. для частиц визуальных полярных сияний, не полностью ясен. Инжекция частиц полярных сияний в атмосферу есть результат сложного взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем. Это поле сильно деформировано во внешней области и образует магнитный хвост с нейтральным слоем на антисолнечной стороне. Частицы входят в геомагнитное поле через хвост и начинают дрейфовать вокруг Земли под действием электрического поля, возникающего при взаимодействии солнечного ветра с геомагнитным полем. Последующее бетатронное ускорение и высыпание квазизахваченных частиц под влиянием неустойчивостей могут объяснить появление частиц полярных сияний. Детальное рассмотрение этого процесса выходит за рамки данной монографии, но следует отметить, что геомагнитное поле во внешних областях сильно возмущено этим взаимодействием и кольцевым током, образуемым дрейфующими частицами. Это приводит к тому, что использование L или Λ_L для высоких широт становится сомнительным. Для значений L , больших 7 или 8, магнитное поле во время геомагнитных бурь меняется так сильно, что значения L , вычисленные для спокойных периодов, становятся неверными. Существование этого эффекта было доказано при исследованиях сияний, располагающихся в магнитноспряженных точках северного и южного полу-

шарий (т. е. в точках одной и той же магнитной силовой линии для спокойных условий), которые показывают, как нарушается сопряженность полярных сияний [35, 36]. Несмотря на это, параметр Λ_L является наилучшей координатой для описания магнитной широты.

В [30] указано, что для вычисления истинной формы магнитных силовых линий необходимо вводить поправку на геомагнитную долготу, так как конкретная магнитная силовая линия не располагается в одной плоскости, как предполагается в дипольном приближении.

Поскольку явление магнитной бури обусловлено Солнцем, а ее интенсивность на поверхности Земли определяется геомагнитной широтой, направление на Солнце и направление оси геомагнитного диполя являются наиболее естественными направлениями. Поэтому наиболее удобная система координат следующая: главная ось совпадает с осью геомагнитного диполя. Плоскость, проходящая через эту ось и линию Земля—Солнце, является главной координатной плоскостью. Местное геомагнитное время в какой-либо точке определяется углом между этой плоскостью и плоскостью, проходящей через ось диполя и данную точку. Эти две плоскости совпадают, когда магнитное время равно 12 ч 00 мин (магнитный полдень) или 0 ч 00 мин (магнитная полночь). Третьей координатой служит или L , или Λ_L , или дипольная широта Φ . Использование в качестве третьей координаты того или иного параметра зависит от изучаемого явления. Первичные результаты наблюдений полярных сияний часто представляют с использованием дипольной широты, так как преобразование к другой координате зависит от детального знания геомагнитного поля.

1.2.2. Глобальная морфология полярных сияний. Обширные систематические данные о проявлениях полярных сияний с использованием системы координат геомагнитная широта — местное геомагнитное время содержатся в исследованиях Дэвиса [15, 16] и Акасофу [6, 7].

Отдельный активный период в развитии сияний часто называют суббурей в полярных сияниях. На рис. 1.9 приведено развитие суббури в полярных сияниях в координатах геомагнитная широта — местное время. На каждой диа-

грамме начало координат соответствует геомагнитному полюсу, причем ось диполя перпендикулярна плоскости рисунка, а Солнце расположено вверху*. До суббури существует довольно устойчивая система дуг и полос полярных сияний (рис. 1.9, а). Активизация начинается с увеличения яркости одной или нескольких полос (рис. 1.9, б) с последующей деформацией и движением к полюсу всей системы дуг около полуночного меридиана. Новые лучистые формы образуются на месте расположения первичных дуг (рис. 1.9, в), а максимальная фаза (рис. 1.9, г) характеризуется яркими формами с быстрым движением и быстрыми вариациями интенсивности вдоль всего овала полярных сияний. Фазы от а до г соответствуют последовательности, изображенной на рис. 1.7. Первоначально существовавшие полосы и вновь образовавшиеся формы обычно движутся от центра возмущения. После максимума суббури появляются более слабые и более диффузные формы (рис. 1.9, д и е), сияния обычно ослабевают и снова принимают форму дуг и полос.

На основании рис. 1.9 можно заключить, что развитие суббури в полярных сияниях для наблюдателя в какой-либо точке на поверхности Земли будет зависеть от его положения (каждый наблюдатель видит круг диаметром 1000 км на высоте 100 км). В общем его восприятие будет зависеть как от развития суббури в течение ночи, так и от его собственного движения под полярным сиянием.

В вечернем секторе будут преобладать дуги и полосы, а в утренние часы наиболее часто появляются диффузные пятна, отдельные лучи и другие диффузные слабые авроральные явления. Временные и пространственные масштабы и интенсивность суббури могут сильно меняться, некоторые суббури приводят к образованию только выпуклостей в системе дуг, тогда как другие могут привести к их рас-

* Глобальная схема развития суббури в полярных сияниях детально описана в монографии С. И. Исаева и М. И. Пудовкина «Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли», изд-во «Наука», Л., 1972. Изображенная на рис. 1.9 схема развития суббури дополнена для дневной стороны в статье Г. В. Старкова и Я. И. Фельдштейна [Геомагнетизм и аэрномия, 7, 367 (1967)], а глобальная схема, включающая фазу зарождения суббури, описана в статье: Г. В. Старков, Я. И. Фельдштейн, Геомагнетизм и аэрномия, 11, 560 (1971).— Прим. ред.

паду на несколько часов. Обычно между двумя последовательными суббурями проходит от 3 до 12 ч. Каждая суббуря связана с возмущением токовых систем в ионосфере, обуславливающим характерные магнитные возмущения [7].

При изучении мгновенного распределения сияний в координатах магнитная широта — местное время было получено, что максимальная авроральная активность имеет

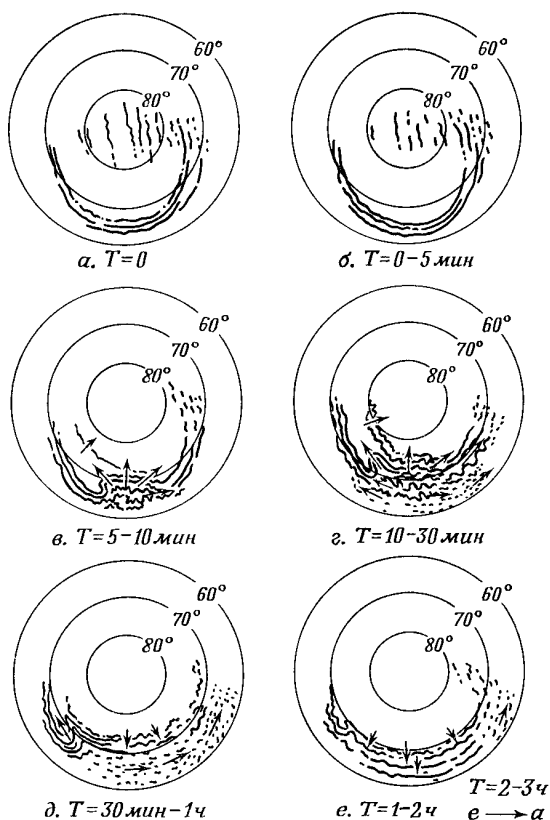


Рис. 1.9. Развитие суббури в полярных сияниях. Северный геомагнитный полюс в центре, Солнце располагается вверху каждой диаграммы [5].

место в поясе овальной формы, который асимметричен относительно геомагнитного полюса. Этот пояс получил название овала полярных сияний. При умеренной активности овал располагается на расстоянии 23 и 15° от геомагнитного полюса соответственно на ночной и дневной сторонах Земли и расширяется с усилением геомагнитной активности (детальное описание морфологии полярных сияний и суббурь см. в [7]). Отдельные дуги полярных сияний, по-видимому, ориентированы вдоль овала полярных сияний [1, 49]. Акософу (частное сообщение) получил аналогичный результат при наблюдениях с борта самолета, летящего вдоль овала*. Кроме того, полярные сияния на дневной стороне овала чаще бывают красного цвета, что указывает на их большие высоты [8]. Установлено, что, по-видимому, существует также зона слабого вторжения мягких частиц в овал и около него на дневной стороне, простирающаяся на $\approx 5^\circ$ к экватору от овала, а еще дальше к экватору от нее имеется зона вторжения более жестких частиц [22, 44, 51].

Существует, по-видимому, сопряженность в картине авроральных явлений в северном и южном полушариях [7, 11, 17, 35, 36], хотя сопоставление деталей предполагает сильные возмущения геомагнитного поля и нарушения положения сопряженной точки, вычисленного для спокойных периодов.

Зоны полярных сияний, которые ранее изучались с большим энтузиазмом, являются зонами максимальной частоты появления сияний при наблюдениях из фиксированной точки на поверхности Земли. Однако такая статистическая обработка фактически интегрирует все полярные сияния, наблюдаемые из какой-либо географической точки, как по местному геомагнитному, так и по всемирному времени. Если бы геомагнитное поле было дипольным, то частота появления сияний зависела бы только от геомагнитной широты [37]. Тот факт, что классические зоны полярных сияний не круговые, отражает факт, что диполь-

* Расположение протяженных дуг полярных сияний вдоль овала изучалось при полетах самолетов с камерами полного обзора неба на борту в 1969—1971 г. [S.-I. Akasofu, D. S. Kimball, J. Buchau, R. W. Gowell, J. Geophys. Res., 77, 4233 (1972)]. — Прим. ред.

ное приближение не вполне справедливо. По этой причине L или Λ_L — более подходящие координаты, чем дипольная широта. Действительно, зоны полярных сияний следуют вдоль линий $L = \text{const}$ с хорошим приближением.

Другое усложнение при этом простом методе описания и изучения суббурь полярных сияний обусловлено тем, что Солнце обычно не располагается в геомагнитной экваториальной плоскости. Из-за наклона оси вращения Земли относительно плоскости орбиты (23°) и несовпадения осей вращения Земли и геомагнитного диполя (11°) направление на Солнце может в течение года отклоняться до $\pm 34^\circ$ от геомагнитной экваториальной плоскости. Эти два эффекта вызывают усиление суточных и сезонных вариаций, которые можно изучить статистически, если произвести соответствующее разделение данных.

Наиболее существенны, по-видимому, сезонные вариации, связанные с изменением угла между осью геомагнитного диполя и направлением Земля — Солнце. Вариации в положении овала при изменении направления оси диполя наблюдали Фельдштейн и Старков [2].

При рассмотрении отдельного аврорального явления полезно отметить также, что вариация с всемирным временем UT включает также компоненты, обусловленные 11-летним циклом солнечной активности и тенденцией к 27-дневной повторяемости, связанной с периодом вращения Солнца.

1.2.3. Среднеширотные красные дуги. На больших высотах наблюдаются иногда красные дуги, называемые также M -дугами, которые появляются в средних широтах и которые, вероятно, должны быть отнесены к полярным сияниям. Красная дуга является субвизуальным широким образованием, вытянутым вдоль геомагнитной параллели. Излучение ее монохроматично в красных линиях [OI] на 6300 и 6364 Å. Эти дуги были впервые обнаружены Барбье [10] в 1958 г. и интенсивно изучались в последующие годы [20, 21, 24, 25, 33, 39—41]*. Высота красных дуг больше

* Результаты новых наблюдений красной эмиссии в средних и низких широтах см. в статье: Ю. Л. Трутце, сб. «Полярные сияния и свечение ночного неба», № 20, изд-во «Наука», М., 1973, стр. 5. — *Прим. ред.*

чем обычных полярных сияний: нижняя граница приходится на высоту ≈ 300 км, а верхняя на ≈ 700 км. Широтная протяженность составляет до ≈ 600 км. Интенсивности в эмиссионной линии $6300 \text{ \AA}$ обычно от 1 до 10 килорэлей, что на этой длине волны меньше, чем порог видимости невооруженным глазом.

Эти дуги характеризуются следующими особенностями [40].

1. Они наблюдались между геомагнитными широтами 41 и 60° с медианным значением 53° .

2. Протяженность с севера на юг ≈ 600 км.

3. Высота свечения от 300 до 700 км, фотометрический центр около 400 км.

4. Протяженность в направлении восток-запад тысячи километров (возможно, вокруг всей Земли).

5. Имеются данные, что дуги появляются одновременно в северном и южном полушариях.

6. Дуги ориентированы вдоль геомагнитной, а не географической параллели. Ориентация лучше описывается инвариантной широтой, чем геомагнитной широтой или магнитной, вычисленной по наклонению*.

7. Только в отдельных случаях дуги достаточно интенсивны, чтобы их можно было наблюдать визуально. Порог визуального наблюдения для эмиссии $6300 \text{ \AA}$ около 10 килорэлей, а типичная интегральная интенсивность дуги ≈ 6 килорэлей.

8. Интенсивность дуг положительно коррелирует с геомагнитной активностью.

9. Данные наблюдений, охватывающие немногим более одного полного цикла солнечной активности, указывают на положительную корреляцию между появлением красных дуг и пятнообразовательной деятельностью Солнца.

10. Меридиональные движения медленны, но часто их можно измерить.

11. Время жизни типичной дуги около суток, очень редко дуги наблюдались в последующие дни.

12. При прохождении коротких радиоволн от спутника к Земле через дугу наблюдались довольно сильные мер-

* Исключения описаны в [21].

цания. Мерцания отмечались также и у пучка радиоволн от внеземных радиоисточников при пересечении M -дуги. 13. В одном случае дуга существовала непосредственно под областью внешнего радиационного пояса, в котором резко повышена интенсивность радиации.

Найдено свидетельство в пользу того, что M -дуги связаны с видимыми дискретными формами полярных сияний, расположенных в $5-10^\circ$ к полюсу от M -дуг [27, 28]. И те и другие формы двигались, причем средняя скорость перемещения по широте дискретных форм полярных сияний была в 3,5 раза выше, чем M -дуг. Кроме того, направления движения коррелировали с изменениями направления M -дуги спустя 1—3 мин после изменений в видимых сияниях.

1.2.4. Свечение в полярной шапке и мантийные полярные сияния. Свечение в полярной шапке и мантийные полярные сияния являются особыми типами свечения, охватывающими обширные площади в высоких широтах [46, 47]. Свечение в полярной шапке возбуждается солнечными космическими лучами в интервале энергий от 1 до 100 МэВ и связано с сильным поглощением радиоволн, так называемым поглощением в полярной шапке (ППШ) (разд. 8.6). Однородное свечение генерируется над всей полярной шапкой до геомагнитной широты $\approx 60^\circ$ — широты обрезания мягких космических лучей. Интенсивность свечения увеличивается в течение суток с максимальной интенсивностью полосы первой отрицательной системы N_2^+ до 10 килорэлей, а затем медленно уменьшается за период несколько дней. Начало магнитных бурь приходится примерно на момент максимума интенсивности свечения.

Высоты проникновения частиц колеблются от 20 до 100 км, т. е. до высот возникновения свечения. Дальнейшее рассмотрение этих сияний содержится в разд. 8.6.

Другой тип свечения на широтах зоны полярных сияний, обнаруженный Сэндфордом, получил название мантийных полярных сияний. Они представляют протяженное свечение, пространственное распределение которого сильно отличается от распределения дискретных форм сияний [46, 47]. Максимум свечения приходится на утренние часы и

меняется с уровнем геомагнитной активности, тогда как размеры области свечения заметно не меняются. Суточный максимум интенсивности обычно составляет от 1 до 10 килоэрлей, а минимум в 5 раз слабее. Измерения Сэндфорда проводились во время МГГ, в период высокой солнечной активности. Изер [18], проводивший наблюдения на высотном самолете в 1968 г., не обнаружил такой эмиссии на $\Lambda_L \approx \approx 80^\circ$ с. ш. По наблюдениям в Антарктике в 1963 г. Сэндфорд [48] также отметил значительно меньшую интенсивность. Это свидетельствует о том, что интенсивность мантийных сияний и, возможно, их протяженность зависят от солнечной активности.

1.3. Поведение частиц: отражение, поглощение и рассеяние

1.3.1. Эффекты отражения. Мы не будем детально рассматривать механизмы инжекции частиц полярных сияний, а ограничимся некоторыми особенностями и аспектами этих механизмов, которые существенны для интерпретации оптических наблюдений. Важность магнитного отражения частиц в этом отношении ограничена, но, чтобы изучить свойства вторгающихся частиц по оптическим данным, желательно иметь некоторые основные сведения о траектории частиц как в атмосфере, так и непосредственно над ней.

Важное значение имеет теорема Лиувилля, устанавливающая, что плотность частиц в фазовом пространстве постоянна вдоль траектории частиц. Это значит, что если на данной силовой линии имеет место изотропное распределение по питч-углам на некотором расстоянии от Земли, то распределение остается изотропным по мере приближения частиц к Земле, а поток частиц не зависит от схождения силовых линий магнитного поля. (Уменьшение сечения силовой трубки компенсируется отражением частиц с большими питч-углами.) Таким образом, соотношение между интенсивностью полярного сияния и потоком частиц на больших расстояниях от Земли не зависит от локальных аномалий магнитного поля. Кроме того, требование изотропии относится только к тем частицам, которые достигали атмосферы, а не к тем, которые отразились на больших высо-

тах. Однако схождение магнитных силовых линий влияет на соотношение между светящейся площадью полярного сияния и поперечным сечением соответствующего корпускулярного потока в космическом пространстве. Поэтому независимо от распределения по питч-углам интегральная интенсивность свечения полярного сияния в некоторых случаях может быть чувствительной к локальным значениям напряженности магнитного поля B и особенностям зеркального отражения.

В случае сильной анизотропии для частиц, которые не отражаются, пока не достигнут атмосферы, локальные магнитные аномалии могут влиять на соотношение между локальной интенсивностью полярного сияния и соответствующей концентрацией частиц в космическом пространстве.

Отражение частиц в пределах атмосферы обычно не очень существенно, за исключением частиц с большими питч-углами. Основное свечение полярных сияний ограничено интервалом высот в 100 км или меньше, в котором B меняется менее чем на 5 %. Это накладывает верхний предел на долю частиц, отражающихся в атмосфере. Таким образом, отражение частиц является эффектом второго порядка и, вероятно, имеет важное значение только в особых случаях, например при детальном и точном исследовании верхней части длинных лучей полярных сияний, а также несколько смещенных в красную сторону профилей Доплера бальмеровских линий в магнитном зените.

1.3.2. Поглощение и рассеяние частиц в атмосфере. При проникновении в атмосферу быстрые электроны и протоны испытывают упругие и неупругие столкновения. Неупругие столкновения и последующие вторичные процессы обуславливают возбуждение и ионизацию атмосферных атомов и молекул. Эти процессы будут детально описаны в следующих главах.

Первичные частицы обычно движутся вниз до тех пор, пока они не остановятся вследствие столкновения с атомами и молекулами. Столкновения могут быть причиной изменений распределения частиц по питч-углам. Детальное изучение соответствующих процессов необходимо, чтобы связать начальные свойства потока первичных частиц, таких, как энергия и распределение по питч-углам до вхо-

ждения потока в атмосферу со свечением полярных сияний и увеличением ионизации в ионосфере. Для электронов необходимо рассматривать как рассеяние, так и потери энергии вследствие неупругих столкновений, чтобы получить правильный результат. Значительно более тяжелые протоны испытывают только небольшое рассеяние по питч-углам при соударениях, поэтому результирующее изменение питч-угла будет невелико. Поскольку частицы будут продолжать двигаться по винтовой траектории вокруг той же магнитной силовой линии, независимо от изменений питч-угла, геометрия полярного сияния будет отражать геометрию поперечного сечения потоков. На сечение накладывается ограничение, связанное с гирорадиусом, который для первичных частиц полярных сияний равен по порядку величины от 1 до 10 м для электронов и от 100 до 1000 м для протонов.

При достаточно детальном знании основных физических процессов, приводящих к появлению свечения, атмосферу можно использовать как анализатор потока первичных частиц. Однако возникают неопределенности, обусловленные тем, что как питч-угол, так и энергия определяют высоту в атмосфере, на которой расходуется энергия частицы. Несмотря на это, можно получить полезную информацию, изучая свечение полярных сияний, их высотное распределение и геометрию.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gustafsson G., Фельдштейн Я. И., Шевнина Н. Ф.*, Planet Space Sci., **17**, 1657 (1969).
2. *Фельдштейн Я. И., Старков Г. В.*, Planet. Space Sci., **18**, 501 (1970).
3. *Фельдштейн Я. И., Хорошева О. В., Лебединский А. И. J.* Phys. Soc. Japan., **17**, Suppl. A, 249 (1962).
4. *Akasofu S.-I.*, J. Geophys. Res., **68**, 1667 (1963).
5. *Akasofu S.-I.*, Planet. Space Sci., **12**, 273 (1964).
6. *Akasofu S.-I.*, Space Sci. Rev., **4**, 498 (1965).
7. *Akasofu S.-I.*, Polar and magnetic substorms, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1968. (Русский перевод: С. Акасофу, Полярные и магнитосферные суббури, изд-во «Мир», М., 1971.)
8. *Akasofu S.-I.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 370 (1970).
9. *Alfvén H.*, Cosmical Electrodynamics, Oxford, Clarendon Press, 1950. (Русский перевод 2-го изд.: Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, Космическая электродинамика, изд-во «Мир», М., 1967.)

10. *Barbier D.*, Ann. Geophys., **14**, 334 (1958).
11. *Bond F. R.*, Austral. J. Phys., **22**, 421 (1968).
12. *Chamberlain J. W.*, Physics of the Aurora and Airglow, Acad. Press, New York, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
13. *Chapman S.*, in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
14. *Chapman S.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
15. *Davis T. N.*, J. Geophys. Res., **67**, 59 (1962).
16. *Davis T. N.*, in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
17. *Davis T. N.*, *Nielson H. C. S.*, *Olson H. C.*, *Langlotz R. J.*, in Annual Report, Geophysical Institute, Alaska 1968—69, 1969.
18. *Eather R. H.*, J. Geophys. Res., **74**, 153 (1969).
19. *Eather R. H.*, *Akasofu S.-I.*, J. Geophys. Res., **74**, 4794 (1969).
20. *Elvey C. T.*, in Auroral Phenomena, ed. M. Walt, Stanford, 1965.
21. *Glass N. W.*, *Wolcott J. H.*, *Wakefield R. L.*, *Peterson R. W.*, Airborne observations of the night airglow, Preprint LA-DC-10557, Los Alamos Scientific Lab., 1970.
22. *Hartz T. R.*, *Brice N. M.*, Planet. Space Sci., **15**, 301 (1967).
23. *Hess W. H.*, The Radiation Belt and Magnetosphere, Blaisdell Publ. Co., 1968 (Русский перевод: В. Н. Хесс, Радиационный пояс и магнитосфера, Атомиздат, М., 1972.)
24. *Hoch R. J.*, *Clark K. C.*, J. Geophys. Res., **75**, 2511 (1970).
25. *Hoch R. J.*, *Marovich E.*, *Clark K. C.*, J. Geophys. Res., **73**, 4213 (1968).
26. *Hultqvist B.*, Rev. Geophys., **7**, 129 (1969). (Русский перевод: Физика магнитосферы, изд-во «Мир», М., 1972, стр. 162.)
27. *Ichikawa T.*, *Kim J. S.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **31**, 547 (1969).
28. *Ichikawa T.*, *Old T.*, *Kim J. S.*, J. Geophys. Res., **74**, 5819 (1969).
29. International Auroral Atlas, Edinburgh Univ. Press, 1963.
30. *Kilfoyle B. P.*, *Jacka F.*, Nature, **220**, 773 (1968).
31. *Kim J. S.*, *Currie B. W.*, Canadian J. Phys., **36**, 160 (1958).
32. *Lassen K.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
33. *Marovich E.*, ESSA Tech. Rep. IER 16-ITSA 16 Boulder, 1966.
34. *McIlwain C. E.*, Space Sci. Rev., **5**, 585 (1966).
35. *Nielsen H. C. S.*, *Davis T. N.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 395 (1970).
36. *Nielsen H. C. S.*, *Davis T. N.*, *Glass N. B.*, Report to the 51st Annual Meeting of AGU, April 1970 (Conjugacy in the gross structure of visual aurora during magnetically disturbed periods), 1970.
37. *Omholt A.*, in Introduction to Solar Terrestrial Relations, eds. J. Ortner, H. Maseland, Reidel Publ. Co., 1965.
38. *Pfitzer K. A.*, *Lezniak T. W.*, *Winckler J. R.*, J. Geophys. Res., **74**, 4687 (1969).

39. *Roach F. E., Roach J. R.*, Planet. Space Sci., **11**, 523 (1963).
40. *Roach F. E., Smith L. L.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
41. *Roble R. G., Hays P. B., Nagy A. F.*, Planet. Space Sci., **18**, 431 (1970).
42. *Roederer J. G.*, in *Earth's Particles and Fields*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1968, p. 193.
43. *Roederer J. G.*, *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*, Heidelberg—New York, Springer, 1970. (Русский перевод: Х. Г. Редерер, Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем, изд-во «Мир», М., 1972.)
44. *Romick G. J.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 370 (1970).
45. *Romick G. J., Belon A. E.*, Planet. Space Sci., **15**, 475 (1967).
46. *Sandford B. P.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
47. *Sandford B. P.*, Space Res., **7**, 836 (1967).
48. *Sandford B. P.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **30**, 1921 (1968).
49. *Siewwright W. M.*, Planet. Space Sci., **17**, 421 (1969).
50. *Störmer C.*, *The Polar Aurora*, Oxford, Clarendon Press, 1955.
51. *Whalen J. A.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 370 (1970).

Электронные полярные сияния: основные характеристики и излучение

2.1. Введение

В этом разделе будет рассмотрено использование данных о свечении полярных сияний для изучения первичных электронов, обуславливающих сияния, т. е. будут рассмотрены свойства атмосферы на основе анализа ее взаимодействия с авроральными электронами.

Хорошо известно, что протоны дают вклад в свечение полярных сияний, но эта проблема будет изложена в гл. 3. Здесь мы ограничимся только рассмотрением электронов. Сначала будет описано возбуждение свечения воздуха энергичными электронами как с теоретической, так и экспериментальной точки зрения, затем будет рассмотрено, как, исходя из этой информации, можно получить сведения о первичных электронах на основе данных о свечении полярных сияний и их высотном распределении в атмосфере*. Наконец, будет дано описание геометрии и динамики электронных полярных сияний.

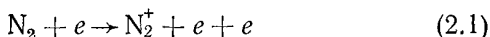
Спектр полярного сияния содержит большое число эмиссионных линий и полос, которые принадлежат главным образом атомам и молекулам азота и кислорода. Описание спектра и рассмотрение основных механизмов возбуждения дано в гл. 4 и 5. Однако необходимо подчеркнуть две особенности. Одна из них состоит в том, что полосы первой отрицательной системы N_2^+ (среди которых наиболее силь-

* Искусственные полярные сияния возбуждались при помощи ускорителя, установленного на ракете [см. серию рефератов в Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 394 и 395 (1970)]. Возможно, ускоритель окажется полезным инструментом для непосредственного изучения воздействия быстрых электронов на верхнюю атмосферу.

ные λ 3914 и 4278 Å) непосредственно связаны с ионизацией атмосферы электронами. Это излучение, возбуждаемое в воздухе электронным пучком, известно весьма подробно. Другая важная особенность состоит в том, что распределения по высоте интенсивностей излучения линии [OI] λ 5577 Å и полос первой отрицательной системы весьма сходны, хотя возможны и некоторые расхождения.

2.2. Излучение N_2^+ и ионизация

Хорошо установлено, что быстрые электроны образуют в воздухе около трех пар ионов на каждые 100 эВ первоначальной энергии [22]. Таким образом, электрон с энергией 1 кэВ при полном израсходовании этой энергии образует около 30 пар ионов. В результате ионизации



некоторые молекулы азота образуются в возбужденном состоянии $B^2\Sigma$, которое является верхним уровнем для полос первой отрицательной системы. Если это так, то в некоторых случаях будет излучаться фотон в сильных полосах λ 3914 или 4278 Å. Соответствующие эффективные сечения, т. е. эффективные сечения ионизации с образованием иона в некотором возбужденном состоянии и эффективные сечения ионизации с последующим излучением фотона λ 3914 или 4278 Å, неоднократно изучались в лаборатории [8, 23, 25, 38—40, 43, 51, 52, 67, 69, 71].

Наиболее вероятное значение для отношения между полной скоростью ионизации в атмосфере, включая ионизацию кислорода, и числом фотонов λ 3914 составляет около 25. Для полос λ 4278 и 4709 Å соответствующие отношения будут около 75 и 300, принимая отношение 1,0 : 0,34 : 0,075 соответственно для интенсивностей полос λ 3914, 4278 и 4709 Å [69]. Эти отношения очень слабо зависят от энергии первичных частиц, так как отношения между эффективными сечениями рассматриваемых процессов лишь слегка меняются с энергией электронов. Ситуация отлична для полярных сияний, возбуждаемых главным образом протонами как первичными частицами (п. 3.2.5).

Таким образом, отношение полного потока энергии быстрых электронов к результирующему числу фотонов λ 3914 приблизительно равно $8 \cdot 10^2$ эВ/фотон. Для полосы λ 4278 соответствующее отношение немногим более 2×10^3 эВ/фотон. Это значение эффективности хорошо согласуется с непосредственными измерениями в полярных сияниях, которые дали для преобразования первичной энергии в излучение λ 4278 значение около $(1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ эВ/фотон [18].

Отсюда можно определить полный поток энергии, вносимой в атмосферу электронами, по измерениями интенсивности эмиссий λ 3914 и 4278 Å в полярных сияниях. Однако возникают некоторые практические трудности вследствие того, что при любых оптических измерениях с земли интегрируется излучение вдоль луча зрения. Поэтому сравнение строго справедливо только тогда, когда оптические наблюдения производятся вдоль магнитных силовых линий, так что происходит интегрирование всего света, обусловленного совокупностью частиц, движущихся вдоль силовых линий в пределах поля зрения прибора. Тем не менее, учитывая при рассмотрении полную геометрическую картину полярного сияния, можно получить полезные данные при наблюдениях над максимально большой площадью поверхности Земли из одного пункта.

Ракетные измерения могут обеспечить информацию о высотном распределении свечения и, следовательно, о скорости ионизации. Одновременные измерения концентрации ионосферных электронов могут дать сведения об эффективных коэффициентах рекомбинации.

На основе ракетных измерений [75] было проведено сравнение количества вторичных электронов, вычисленного из потока первичных электронов в полярных сияниях и из интенсивности полосы λ 3914, измеренных одновременно. Согласие между двумя совокупностями данных очень хорошее для ярких сияний и хуже для слабых. Сравнение скоростей образования электронов, вычисленных по интенсивности λ 3914 и из концентраций ионосферных электронов, измеренных одновременно, дали коэффициенты рекомбинации α от $4 \cdot 10^{-7}$ до $7 \cdot 10^{-7}$ см³/с на высотах от 114 до 125 км. Согласованность значений, полученных для α , была хорошая, учитывая, что наиболее слабые и наи-

более сильные сияния отличаются по интенсивности до 40 раз. Было также найдено [75], что соотношение между потоками первичных частиц и концентрациями ионосферных электронов, измеренными с ракет, и интенсивностями λ 5577, полученными по данным наземных измерений, хорошо совпадали с теоретическими результатами, приводимыми в [23].

Аналогично в работе [53] произведено сравнение скорости ионизации и электронной концентрации в функции высоты в интервале от 82 до 95 км. Оказалось, что коэффициент рекомбинации убывает от 10^{-5} см³/с на высоте 82 км до примерно 10^{-7} см³/с на высоте 95 км (см. также [13]).

В ракетных измерениях вблизи Андойи (Норвегия, геомагнитная широта 67°) были одновременно измерены высотное распределение интенсивности λ 4278 и концентрация электронов [18, 41]. Коэффициент эффективной рекомбинации α оказался немного меньше 10^{-7} см³/с на высоте более 115 км, слегка возрастая до более $2 \cdot 10^{-7}$ см³/с на высоте 100 км. Имеется хорошее согласие между результатами трех запусков, во время которых интенсивность полярных сияний различалась в 20 раз. Аналогичные измерения [14] дали значения от $3 \cdot 10^{-7}$ до $6 \cdot 10^{-7}$ см³/с, тогда как, согласно [50], это значение составляет около 10^{-7} см³/с. Данные, полученные в работе [55], соответствуют значению около $2 \cdot 10^{-7}$ см³/с.

Значение, в несколько раз превышающее 10^{-7} см³/с, не противоречит оценкам, полученным из сравнения электронных концентраций в области E во время полярных сияний (на высоте около 100 км) и излучения, измеренных соответственно при наземных радиолокационных и оптических наблюдениях (см. разд. 8.3). Измеренные значения α оказались того же порядка величины, что и лабораторные значения для NO^+ и O_2^+ — наиболее вероятных положительных ионов в интересующей нас области высот [16]. Однако становится очевидным, что химия ионов в области E может быть достаточно сложной [74].

Количественное соотношение между потоком частиц и интенсивностью излучения изучалось также при помощи спутников. Однако эти данные недостаточно надежны, чтобы уточнить количественные соотношения, выведен-

ные из лабораторных и теоретических данных. Обзор измерений, выполненных на спутниках, был сделан О'Брайеном [57].

2.3. Теоретическое высотное распределение интенсивностей полос первой отрицательной системы N_2^+

Если энергии и питч-углы вторгающихся электронов известны, то можно вычислить высотное распределение свечения полярного сияния при условии, что соответствующие эффективные сечения известны с достаточной точностью. Аналогично свойства распределений по энергиям и питч-углам можно изучить из высотного распределения свечения полярного сияния. Однако это сопоставление не вполне корректно, поскольку имеются две переменные величины в теоретических расчетах и только одна в наблюдениях. Как говорилось в предыдущем разделе, полосы первой отрицательной системы N_2^+ непосредственно связаны с ионизацией, поэтому можно оценить излучение этих полос по известным свойствам электронов. Для других эмиссий связь между первичными частицами и интенсивностью более неопределенна (см. гл. 5).

При вычислении ионизации, производимой электроном вдоль его траектории в воздухе, оказывается, что максимальная эффективность имеет место на очень небольшом расстоянии от конца траектории, в точке, где электрон имеет энергию около 150 эВ. Согласно тому что было сказано в предыдущем разделе, свечение вдоль траектории движения электрона будет распределено в соответствии с эффективностью ионизации. Это вместе с экспоненциальным ростом атмосферной плотности дает очень резкое и концентрированное распределение свечения по высоте для моноэнергетических электронов, вторгающихся в атмосферу вдоль магнитных силовых линий.

Однако картина значительно усложняется по той причине, что электроны в магнитном поле движутся по винтовым траекториям. Неупругие, как и упругие, столкновения вызывают беспорядочные изменения направления скорости электрона. Поскольку каждый электрон за время жизни испытывает большое число таких столкновений, эффект рассеяния важен как определяющий фактор в формиро-

вании функции распределения свечения по высоте в атмосфере.

Эта проблема изучалась теоретически [68] и экспериментально [31]. Чемберлен [19] дал обстоятельный обзор теории Спенсера в приложении к частицам, проникающим в атмосферу. Поэтому мы ограничимся физическими аспектами и их приложением к полярным сияниям [15, 63—66].

Когда параллельный пучок электронов вводится в камеру с азотом или воздухом при постоянном давлении, отдельные электроны рассеиваются из первичного пучка и вызывают диффузное свечение. Такой эксперимент в азоте осуществлялся с электронами в диапазоне энергий от 5 до 54 кэВ и измерялась результирующая интенсивность полос первой отрицательной системы [31]. Если бы накладывалось магнитное поле, как в случае атмосферы Земли, то электроны не рассеивались бы существенно от силовой линии, вдоль которой они входят, поскольку между столкновениями они вынуждены двигаться по винтовой траектории вдоль силовой линии. Таким образом, свечение было бы ограничено узкой трубкой, параллельной магнитной силовой линии*. Но поскольку единственное действие магнитного поля состоит в том, чтобы заставить частицу двигаться по винтовой траектории вдоль силовой линии, то распределение свечения вдоль трубки будет таким, каким оно было бы, если бы свечение, наблюдаемое при отсутствии поля, было спроецировано на магнитную трубку. Поскольку ширина трубки мала по сравнению с длиной пути, на котором электроны теряют энергию, можно для всех практических целей рассматривать ее как отдельную силовую линию с интегрированием по слою, перпендикулярному направлению магнитного поля.

* Гирорадиус электронов с энергией несколько килоэлектрон-вольт в земной атмосфере равен несколько метрам или меньше. Поскольку средний угол рассеяния мал, электрон после столкновения будет двигаться по винтовой траектории вдоль силовой линии, которая в среднем меньше чем на 1 м отстоит от той, вдоль которой он двигался до столкновения. Этот эффект будет приводить к диффузии узкого пучка электронов, проходящего вдоль какой-либо силовой линии, но только в пределах поперечника несколько десятков метров. Это подтверждается узостью лучей полярных сияний (разд. 2.6).

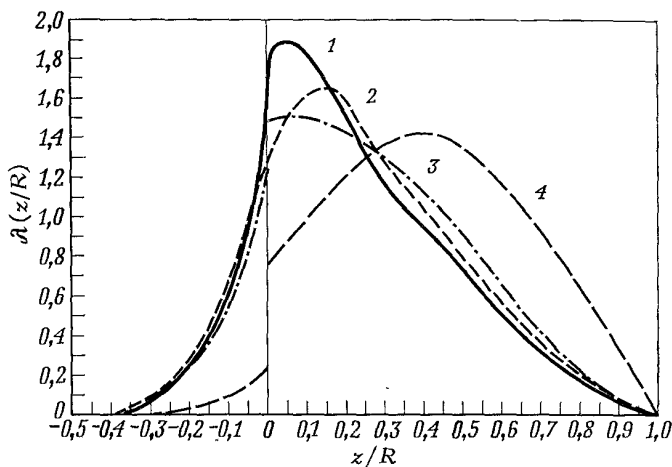


Рис. 2.1. Нормированная функция распределения диссипации энергии для четырех угловых дисперсий вторгающегося пучка электронов [63]. 1 — изотропный пучок ($0-80^\circ$), 2 — изотропный пучок ($0-70^\circ$), 3 — косинусоидальное распределение, 4 — параллельный пучок.

Пусть R — средняя длина свободного пробега электрона в отсутствие рассеяния, т. е. глубина проникновения, измеренная вдоль отдельной траектории (в граммах на 1 см^2 вдоль траектории). Для отдельного электрона действительная глубина проникновения является результатом статистических процессов, поэтому будет иметь место небольшая статистическая вариация глубин проникновения, ведущая к пространственной дисперсии частиц с одинаковой первоначальной энергией. Обозначим через z глубину проникновения электрона вдоль магнитной силовой линии. Интерес представляет интегральное свечение над слоем, перпендикулярным направлению силовой линии, как функция z . Согласно работам [31, 68], это излучение в функции z/R оказывается практически одним и тем же для всех энергий электронов, заключенных в изучаемом диапазоне (от 5 до 54 кэВ). Средняя функция распределения [63] показана на рис. 2.1. Кривая 4 соответствует пучку частиц, проникающих в атмосферу вдоль магнитной силовой

линии. Часть свечения, соответствующая отрицательным значениям z/R , обусловлена обратно рассеянными электронами и представляет собой часть энергии, которая рассеивается обратно в пространство. Как ожидалось, эта часть энергии относительно больше для более широкого распределения по питч-углам, так как для электронов, приходящих с большим питч-углом θ , достаточно лишь небольших углов рассеяния, чтобы заставить частицы двигаться обратно вверх. Процессы обратного рассеяния электронов подробно рассмотрены в работах [70, 76]. Чтобы иллюстрировать важность рассеяния, мы приводим несколько цифр из подробных вычислений [70]. В диапазоне энергий электронов от 20 до 100 кэВ доля обратно рассеянных электронов составляет около 20, 40 и 70 % для θ 30, 60 и 80° соответственно.

Принимая изотропное распределение электронов по питч-углам между $\theta = 0^\circ$ и $\theta = \theta_m$, Рис [63] вычислил нормированную диссипацию энергии $\lambda(z/R)$ для θ_m 70 и 80° в функции углового распределения от $\cos \theta$. Эти результаты показаны на рис. 2.1.

Если изменение плотности атмосферы с высотой известно с достаточной точностью, то легко получить высотное распределение излучения полос первой отрицательной системы N_2^+ . Тот факт, что градиент атмосферной плотности не параллелен магнитному полю, существенно не нарушает картину, поскольку электроны, приходящие по какой-либо силовой линии, заключены в трубке диаметром несколько десятков метров. Атмосферная плотность на таком расстоянии изменяется незначительно. Следовательно, излучение на единицу остаточного пробега, выведенное в [68] и измеренное в [31] для вторгающегося пучка, с учетом рассеяния легко перевести в излучение на единицу длины вдоль силовой линии или на единицу высоты в атмосфере по изменению плотности атмосферы с высотой.

Распределение свечения в функции длины пробега вдоль магнитной силовой линии можно записать в виде

$$\lambda = \lambda(z/R). \quad (2.2)$$

z было бы геометрическим расстоянием, если бы плотность воздуха была постоянной вдоль всей траектории. Однако в атмосфере излучение на единицу длины траектории l

вдоль силовой линии есть

$$L(l) = \lambda(z/R) \rho / R, \quad (2.3)$$

где $z = \int \rho dl$, ρ — плотность атмосферы. Интенсивность излучения на единицу высоты h в атмосфере равняется

$$L(h) = L(l) dl/dh, \quad (2.4)$$

где dl/dh равно единице для вертикальной магнитной силовой линии.

Функция $\lambda(z/R)$ показана на рис. 2.1 для различных распределений электронов по питч-углам. Скорость ионизации в атмосфере как функция высоты для электронов с энергиями от 0,4 до 300 кэВ представлена на рис. 2.2 [63]. Значения скоростей ионизации, показанные на рис. 2.2, нужно разделить на 25, чтобы получить приближенную интенсивность излучения λ 3914. (Рис [63] использовал устаревшее значение этого отношения, равное 50, которое изменяет только абсолютные величины интенсивности эмиссии.) Та же функция $\lambda(z/R)$ была использована во всем диапазоне энергий, хотя измерения [31] охватывали область энергий только от 5 до 54 кэВ. Небольшая ошибка, вероятно, связана с экстраполяцией. На верхнем пределе 300 кэВ радиационные потери еще незначительны по сравнению с ионизационными, тогда как при самых низких энергиях потери на одно неупругое столкновение все еще малы по сравнению с полной энергией. Для получения очень точного распределения свечения необходимо учитывать изменение относительного содержания N_2 в атмосфере с высотой [63, рис. 4].

Кроме того, Рис [63] вычислил высотные профили эмиссии для электронов с экспоненциальным распределением энергии и изотропным распределением по питч-углам. Рис предполагал, что магнитные силовые линии в зоне полярных сияний вертикальны, в лучшем случае имеют наклон около 80° . В следующей статье [64] он показал, что необходимая поправка весьма мала.

Для последующего рассмотрения электронов полярных сияний читатель отсылается к обзорной статье Риса [66]. Подробные вычисления рассеяния первичных электронов и скорости ионизации в функции высоты были сделаны в

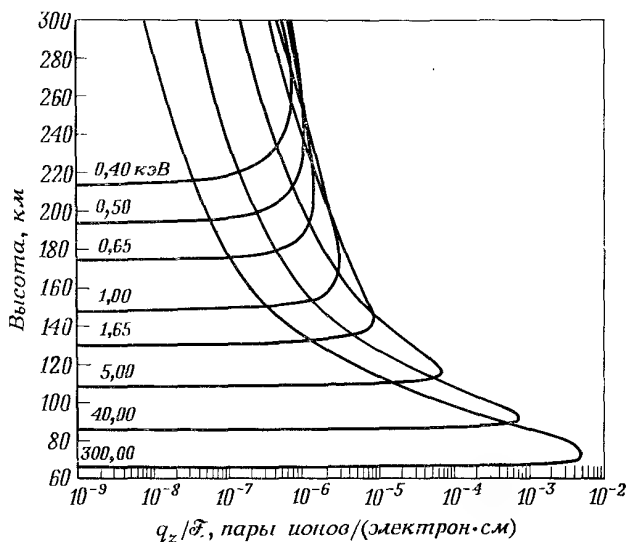


Рис. 2.2. Ионизация, производимая изотропным пучком ($0-80^\circ$) моноэнергетических электронов [63]. (q_z — скорость ионизации в единице объема, F — поток электронов через единицу площади.)

работе [78] методом Монте-Карло. Профили ионизации хорошо согласуются с полученными в [63].

2.4. Высотные распределения других эмиссий

Для других эмиссий полярных сияний связь между свойствами вторгающихся электронов и интенсивностью эмиссий недостаточно хорошо понята и поэтому количественно известна в меньшей степени. Этот вопрос будет рассмотрен более строго в разд. 4.2 и в гл. 5. Как подтверждается этим рассмотрением, вполне вероятно, что высотные распределения интенсивной запрещенной зеленой линии кислорода λ 5577 и полос первой отрицательной системы N_2^+ обычно сходны. Если принять во внимание кривую чувствительности используемых фотоэмульсий, распределение интенсивности в спектре полярного сияния

и сходство высотных распределений линии $\lambda 5577$ и полос первой отрицательной системы, то становится очевидным, что высотные распределения, полученные по фотографическим наблюдениям, могут дать существенную информацию об энергиях первичных электронов. Это важно, поскольку имеется значительный объем наблюдательного материала, полученного фотографическими методами. В последние годы благодаря применению фотоэлектрических методов и интерференционных фильтров имеет место усиленный приток данных о высотном распределении свечения в отдельных линиях и полосах полярных сияний.

2.5. Энергия электронов по высотному распределению излучения полярных сияний

Высоты полярных сияний изучались несколькими исследователями, и особенно подробно Штёрмером [73] (см. также [27, 28]). Штёрмер и другие исследователи измеряли высоты отдельных деталей, которые хорошо отождествлялись из различных пунктов наблюдения и, таким образом, могли использоваться для параллактических измерений, тогда как Харанг [33] и Харанг и Омхольт [36] изучали высотное распределение свечения в полярных сияниях. Все эти измерения производились фотографическим методом. Харанг до некоторой степени применял фильтры, чтобы выделить отдельные участки спектра, а затем фотоэлектрическую технику [35]. Но фотоэлектрические измерения Белона и др. [15], включающие параллактические измерения по наблюдениям с фотоэлектрическими фотометрами, снабженными узкими интерференционными фильтрами, превосходят эти наблюдения. Поэтому мы познакомимся сначала с данными Белона, а затем посмотрим, какую дополнительную информацию можно извлечь из старого фотографического материала.

Белон и др. [15] осуществили параллактические измерения форм полярного сияния при помощи фотометров, сканировавших в геомагнитном меридиане, с двух станций— Колледж и Форт Юкон. Они расположены на расстоянии 226 км почти на одном геомагнитном меридиане. Измеряемые расстояния по вертикали от точки максимума интенсивности до верхней I_u и нижней I_l точек, где интен-

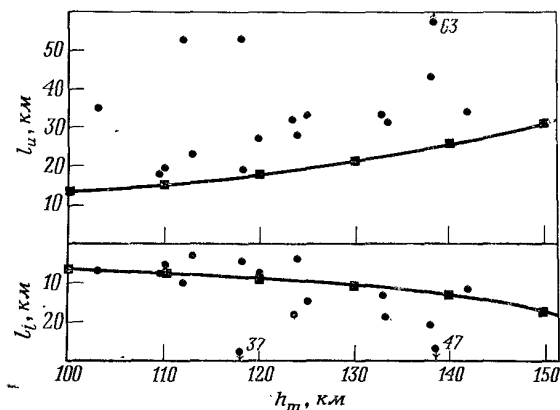


Рис. 2.3. Измеренные расстояния от точки максимальной интенсивности до верхней l_u и нижней l_l точек, где интенсивность уменьшалась в 2 раза, в функции высоты максимальной интенсивности h_m . Точки — данные работы [15], квадратики — данные работы [33].

сивность уменьшалась до половины максимального значения, показаны на рис. 2.3 в функции высоты максимума интенсивности.

Используя данные Риса [63] о высотном распределении свечения, Белон и др. [15] попытались применить измеренные высотные профили для определения энергетического спектра первичных электронов, описываемого формулой

$$N(E) dE = E^\gamma \exp(-E/\alpha), \quad (2.5)$$

в предположении изотропного распределения по питч-углам между 0 и 80° . Лучшее совпадение было получено при $\gamma = 1$, хотя $\gamma = 0$ также давало приемлемые результаты. Наилучшее значение α зависит от высоты полярного сияния, составляя около 10 кэВ для самых низких и немного больше 1 кэВ для самых высоких полярных сияний. Эти данные основаны на наблюдениях 16 дуг полярных сияний, как однородных, так и лучистых. Два полярных сияния, которые заметно отличаются от других, с максимумами свечения на 118 и 136 км представляют собой две диффузные

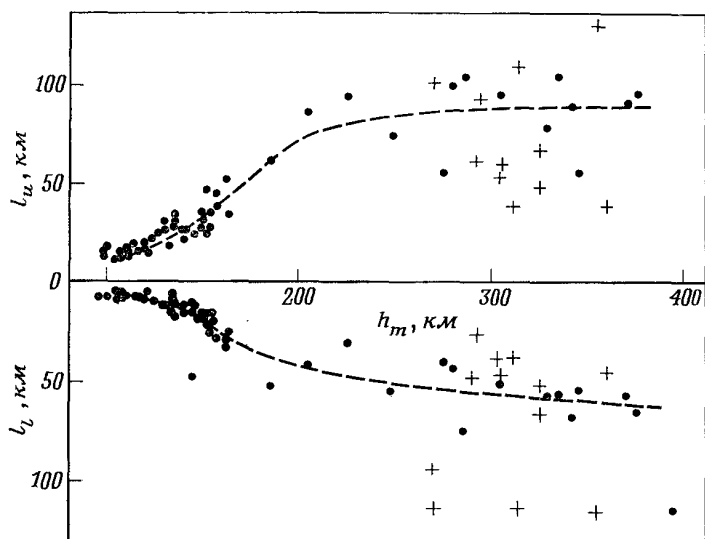


Рис. 2.4. l_u и l_l в функции высоты максимума интенсивности. Точки — не освещенные Солнцем полярные сияния, крестики — полярные сияния, освещенные Солнцем [33, 36].

однородные дуги, измеренные с интервалами 1,5 мин. Поскольку продолжительность каждого сканирования равнялась 1 мин, вероятно, эти данные получены для одной и той же дуги, но измерения были искажены изменением формы сияния за время сканирования.

Измерения l_l очень хорошо согласуются со средней кривой, выведенной из данных Харанга [33] (рис. 2.3). Кривая получена по измерениям 54 дуг и лучистых полос. Полярные сияния, изученные Белоном и др. [15], по-видимому, были более протяженны по высоте над уровнем максимальной интенсивности, чем изученные Харангом [33]. Харанг фотографировал с несколькими фильтрами и нашел, что ультрафиолетовая часть спектра дала несколько более протяженное высотное распределение, чем зеленая часть, но разность составляет всего несколько километров. Значения l_u , полученные Белоном и др. примерно на

$1/4$ или $1/3$ выше значений, согласующихся с данными Харанга, и выпадают из совокупности данных с большой дисперсией, показанных на рис. 2.4.

Нет объяснения этого различия, поскольку данные Харанга [33] охватывают более одного солнечного цикла и не имеют заметных систематических изменений со временем. Кроме того, данные получены в точках с примерно одинаковым значением L -координаты.

Измерялось высотное распределение полосы $\lambda 4278 \text{ N}_2^+$ в двух случаях диффузного свечения при помощи фотометров, установленных на ракетах [56]. Обнаружена довольно отчетливая нижняя граница сияний около 95 и 99 км с максимумом свечения на высотах 98 и 102 км. Это соответствует характерной энергии электронов α около 10 кэВ или немного больше.

Отдельные лучи полярных сияний или группа лучей находятся в атмосфере существенно выше. Харанг и Омхольт [36] экстраполировали данные Харанга [33] до больших высот с использованием фотографического материала Штёрмера (рис. 2.4). Из измерений Штёрмера очевидно (см. [27, 28, 73]), что отдельные лучи имеют гораздо большую протяженность по высоте и, как правило, расположены выше, чем другие формы сияний.

Эти данные показывают также, что некоторые формы сияний, особенно однородные и лучистые дуги, проявляют слабую тенденцию к сжижению примерно после 2 ч 00 мин местного геомагнитного времени, но общее перемещение происходит менее чем на 10 км. Хотя данные Штёрмера ограничены отдельными деталями наблюдавшихся полярных сияний, они подтверждают вывод, что характерная энергия первичных электронов обычно меняется от ~ 10 кэВ для низких сияний до ~ 1 кэВ для более высоких дуг или полос и, вероятно, до нескольких сотен электронвольт для отдельных высоких лучей. Умеренный разброс значений вертикальной протяженности форм полярных сияний с максимумом свечения на определенной высоте уверенно указывает на то, что распределения электронов поpitch-углам и энергиям в разумных пределах совместимы с функцией их средней энергии, характеризующейся приблизительно максвелловским распределением с характерной энергией между 1 и 10 кэВ.

Однако в данных имеется неопределенность, так как высотное распределение зависит от распределения по питч-углам первичных электронов. Эту неопределенность можно устранить, если сопоставить разумное число наземных оптических измерений со спутниковыми и ракетными данными. Следовательно, наземные параллактические измерения могут быть мощным методом изучения временных вариаций распределения энергии и полного потока частиц в данной точке пространства и могут обеспечить более полезные данные для детального изучения суббурь, чем один лишь анализ статистического материала.

Особый интерес представляет то, что отдельные длинные лучи, которые часто довольно стабильны, обусловлены электронами низких энергий. Когда лучи возникают на меньших высотах, что указывает на энергии порядка 1—10 кэВ, они гораздо чаще подвержены быстрым движениям и изменениям структуры и являются довольно нестабильными. Таким образом, стабильность лучей, обусловленных пучком частиц, по-видимому, изменяется с энергией.

Имеются данные о систематических вариациях высоты полярных сияний в зависимости от интенсивности. Данные, свидетельствующие в пользу допущения, что интенсивные сияния в среднем располагаются в атмосфере ниже, чем более слабые, приводились в работах [6, 20, 34, 54]. Сообщалось о вариациях измеренной высоты в зависимости от интенсивности сияний [46], но из этих наблюдений недостаточно ясно, является ли этот эффект в сущности эффектом чувствительности и контраста. Трудно точно определить положение нижнего края, когда его интенсивность оказывается вблизи порога видимости. Была обнаружена [42] довольно хорошая корреляция между логарифмами интенсивностей эмиссий λ 5577 и 6300 Å по наземным измерениям, но отношение $I(\lambda 6300)/I(\lambda 5577)$ уменьшалось с увеличением интенсивности. Это еще одно указание на то, что более интенсивные сияния располагаются в атмосфере ниже, чем более слабые (п. 4.2.3).

Из быстрых измерений доплеровских температур, которые производили Хилльярд и Шеферд (разд. 6.2), очевидно, что для каждого полярного сияния вариации интенсивности обусловлены вариациями характерной энергии

первичных частиц и в меньшей степени вариациями потока частиц. Однако от одного сияния к другому соотношение между характерной энергией и интенсивностью может значительно меняться. Ужестчение энергетического спектра частиц было найдено при полетах ракет с приборами в наиболее яркую часть полярного сияния [79].

Имеется также свидетельство в пользу уменьшения высоты полярного сияния в течение ночи, что означает ужестчение энергетического спектра. Такие вариации, обнаруженные Штёрмером [73] и Вегардом и Крогнессом (см. [34]), указывают на уменьшение средней измеренной высоты нижнего края от ≈ 115 — 120 км спустя 3 ч после захода Солнца до ≈ 105 — 110 км через 8 ч после захода Солнца. Это свидетельствует о систематическом изменении характерной энергии в 2 или 3 раза в течение нескольких часов. Данные по оптическим измерениям температуры (разд. 6.2) показывают аналогичный эффект, состоящий в уменьшении температуры от 22 ч 00 мин до 1 ч 00 мин местного времени, что подтверждает уменьшение средней высоты сияния. Данные о поглощении радиоволн также предполагают ужестчение энергетического спектра в течение ночи (разд. 8.2.). С другой стороны, согласно [5], длина лучей полярного сияния монотонно растет в течение ночи после 20 ч 00 мин местного времени.

В заключение хотелось бы указать на то, что излучение от освещенного Солнцем полярного сияния имеет большую протяженность по высоте вследствие резонансного рассеяния солнечного света ионами N_2^+ (разд. 5.6). Следовательно, этот тип сияний нельзя непосредственно использовать для оценки энергий первичных частиц.

2.6. Геометрия и движение электронного полярного сияния

Вызывают ли первичные электроны или протоны любые типы полярных сияний, можно установить по наземным измерениям на основании двух критериев: по линиям водорода в спектре и пространственной структуре форм полярных сияний. Как будет показано в гл. 3, полярные сияния, вызываемые протонами, обладают двумя характерными особенностями: в них присутствуют линии водо-

рода с доплеровским уширением и смещением и они имеют диффузную структуру. Диффузность обусловлена относительно большим гирорадиусом протонов и диффузией потока первичных частиц (пп. 3.2.2 и 3.2.3).

Это не значит, что электроны и протоны не могут присутствовать одновременно в потоке первичных частиц (п. 3.3.5). Но те части сияния, которые имеют тонкую структуру, такую, как лучи и очень узкие дуги, несомненно, обусловлены электронами, даже если протоны вызывают диффузное фоновое сияние. Гирорадиус электрона с энергией 10 кэВ в геомагнитном поле в зоне полярных сияний составляет около 6 м или меньше и зависит от пич-угла; гирорадиус протона той же энергии может быть около 300 м, но процесс диффузии, описанный в п. 3.2.3, будет преобладать и будет размывать первоначальную структуру в протонном потоке, размеры которой меньше 10 км.

Для теорий пространственной протяженности полярных сияний представляют значительный интерес предельные размеры различных форм сияний перпендикулярно магнитному полю. Нижний предел, очевидно, определяется гирорадиусом первичных электронов, который составляет ~ 1 —10 м. Первая попытка точно оценить толщину узких дуг полярного сияния дала значение около 200 м [29], тогда как Акасофу [9] получил значения от 150 до 300 м для структур активных драпри. По измерениям общей толщины авроральных дуг в зените над Фортом Черчилл на снимках, полученных камерами полного обзора неба, были найдены значения, заключенные в пределах от 3 до 20 км со средним значением около 9 км [45].

Поскольку структуры сияний вытянуты вдоль магнитного поля, любое полярное сияние, появляющееся далеко от магнитного зенита, будет существенно расширяться вследствие эффекта перспективы. Кроме того, наблюдения фотографическими методами затруднены из-за движений сияния, которые размывают тонкую структуру за время экспозиции порядка секунды или более. С учетом этого была применена телевизионная передающая трубка типа «ортикон» с эффективным временем экспозиции $1/60$ с и изучена структура полярных сияний, появляющихся строго в магнитном зените [49]. Пространственное разре-

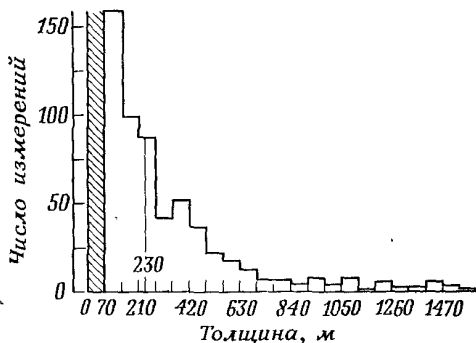


Рис. 2.5. Гистограмма распределения форм полярных сияний по толщине [49]. Общее число измерений 581. Не показаны результаты измерений 11 сияний, толщины которых заключены в пределах 1610—4440 м. Заштрихованная часть гистограммы соответствует размерам меньше разрешающей способности прибора. Медианное значение 230 м.

шение было таково, что выявлялись детали размером 70 м при высоте полярного сияния порядка 100 км.

Согласно данным [49], полярные сияния, наблюдаемые с такой телевизионной системой, чаще оказываются более лучистыми и обладающими тонкой структурой, чем при визуальных наблюдениях, что обусловлено различиями во временном разрешении и контрасте. Как отмечает Дэвис [26], наблюдения с телевизионными системами часто показывают, что визуально наблюдаемые однородные дуги состоят из параллельных тонких дугообразных структур толщиной от 100 до 300 м, в которых часто видны горизонтальные движения параллельно ориентации всей структуры.

Следовательно, в работе [49] измерялась не толщина форм полярных сияний, а то, что авторы называют «толщиной тонкой структуры полярных сияний». На рис. 2.5 показано распределение размеров форм по данным 581 измерения. Другой интересный факт состоял в том, что чем уже была структура, тем интенсивнее сияние. Кроме того, имеются некоторые вариации размеров, связанные с классификацией сияний (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Толщина структур полярных сияний [49]

Форма, тип и яркость	Число измерений	Толщина, м			
		минимальная	медианная	средняя	максимальная
Все измерения	581	70	230	380	4440
Однородные, <i>IBC</i> I—II	26	70	422	545	1570
<i>IBC</i> II—III	21	70	370	526	1500
Лучистые, <i>IBC</i> II—III	118	70	246	322	1760
<i>IBC</i> III—IV	15	82	220	192	1220
Нерегулярные, <i>IBC</i> I—II	40	70	350	853	4440
<i>IBC</i> II—III	15	75	150	173	262
Все однородные	48	70	400	530	1570
Все лучистые	135	70	246	320	1760
Все нерегулярные	55	70	262	670	4440
Все структуры					
<i>IBC</i> I—II	68	70	384	740	4440
<i>IBC</i> II—III	154	70	246	335	1760
<i>IBC</i> III—IV	16	70	220	190	1220

Часто полярное сияние с отчетливо выраженной структурой быстро перемещается. Такие перемещения должны быть обусловлены либо дрейфами, либо изменениями в источнике вторгающихся частиц, либо изменениями условий (электрические и магнитные поля) на пути частиц к ионосфере. Это происходит потому, что отдельные первичные частицы (электроны) теряют энергию через несколько миллисекунд, так что полярное сияние, обусловленное частицами, приходящими позже, будет возникать точно в том же месте и за время, в течение которого положение источника частиц и их траектории остаются неизменными. Исключениями, вызывающими эффекты, которые будут рассмотрены ниже, являются запрещенные эмиссии с большим временем жизни (п. 4.1.3 и разд. 5.4).

Для яркого сияния с лучами или в течение фазы распада скорости перемещения могут достигать нескольких

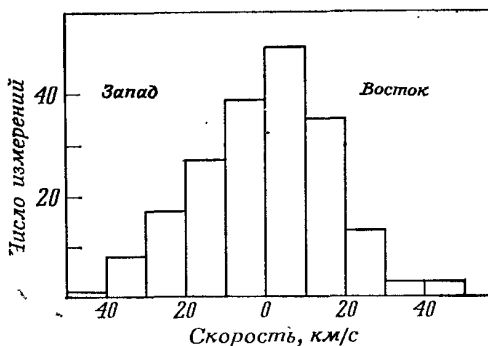


Рис. 2.6. Распределение скоростей дрейфа лучей в полярных сияниях [60].

десятков километров в секунду [26, 59], тогда как скорость спокойного сияния может составлять несколько километров или менее в секунду [19, 44, 72].

На рис. 2.6 представлено распределение скоростей лучей полярных сияний, измеренных при помощи двухщелевого фотометра. Кривые интенсивности в функции времени, измеренные с двумя слегка раздвинутыми щелями, показывают сдвиг по времени, по которому можно определить скорость перемещения, когда наблюдаются быстро движущиеся лучистые полярные сияния [59, 60]. Кроме указанных на рис. 2.6, наблюдалось несколько сияний с очень высокими скоростями — до 80 км/с.

Даниельсон в Туле [24] измерил скорости от 300 до 800 м/с для форм сияний, которые сместились более чем на 200 км, тогда как Фельдштейн и др. [7], измерили скорость 130 м/с для всех форм. Это согласуется с более ранними данными [30].

Холлинен [32] измерил скорости и длины волн в тонкой структуре сияния вблизи горизонта по данным наблюдений с передающей трубкой типа «ортикон». Скорости менялись от 0 до ≈ 20 км/с как в западном, так и в восточном направлении. Не наблюдается типичной скорости или систематической связи с активностью полярного сияния. Одни и те же диапазоны скоростей и длины волн (от 1 до

10 км) были измерены в мелкомасштабных складках или «завитках» в дугах сияний, находящихся в магнитном зените. На основании этих данных и пространственной геометрии сияний сделано заключение [32], что тонкая лучистая структура в дугах полярных сияний обусловлена наложением друг на друга складок дуги. Этот вывод принимался в течение некоторого времени, но только скоординированные измерения с высоким разрешением вдоль магнитных силовых линий и перпендикулярно им могут привести к окончательному решению.

Кроме того, Холлинен [32] представил веские доказательства для объяснения мелкомасштабной структуры дуг полярных сияний как следствия неустойчивости пучка, имеющего форму тонкого листа. Неустойчивость, которая создается в «листовом» пучке электронов, падающих на флуоресцирующий экран, оказывается очень похожей на полярные сияния в зените. Лабораторные эксперименты [21, 47, 62] заставили Уэбстера [77] предложить пучковую неустойчивость в качестве механизма возникновения лучей. Уэбстер заметил, что направление вращения складки могло бы указывать на заряд вторгающихся частиц или направление магнитного поля. Он указал также, что складки на имеющихся в его распоряжении фотографиях движутся по часовой стрелке в северном полушарии. Акасофу [10] и Акасофу и Кимбелл [12] также обнаружили движение складок по часовой стрелке на фотографиях, полученных в северном полушарии. Этот результат вызвал недоумение, так как предполагалось, что этот тип сияний обусловлен вторжением электронов.

Использование телевизионной аппаратуры позволило наблюдать в дугах полярных сияний мелкомасштабные складки с длинами волн около 5 км [32] (рис. 2.7). 86% складок, наблюдавшихся в северном полушарии, имели движение в направлении против часовой стрелки, предсказанное теорией пучковой неустойчивости. Аналогично в южном полушарии в большинстве случаев наблюдалось закручивание в направлении по часовой стрелке. Спектральные исследования показали, что полярные сияния вызываются электронами, тогда как некоторые из шести наблюдавшихся типов складок были связаны с вторжением протонов. Таким образом, размеры складок в дугах сияний



Рис. 2.7. Складки в дугах полярных сияний вблизи магнитного зенита. Фотография охватывает область ≈ 30 км [32].

порядка 1—10 км, возможно, объясняются теорией пучковой неустойчивости. Однако крупномасштабные складки и завитки (100 км), очевидно, более редки и к ним непосредственно неприменимо объяснение в рамках теории пучковой неустойчивости.

Акасофу и др. [11] рассматривали движущийся к западу изгиб, который возник во время магнитосферной суббури 3 марта 1968 г. По отсутствию каких-либо следов эмиссии $H\beta$ и по интенсивности линии $[OI] \lambda 5577$ они сделали вывод, что первичными частицами были в основном электроны с потоком, равным $4 \cdot 10^9$ (см²·с)⁻¹, в предположении, что средняя энергия электрона была 5 кэВ. Верхний предел для потока протонов составлял 10^7 (см²·с)⁻¹. На этом основании и на основании магнитограмм 70 станций в северном полушарии была проанализирована токовая система в магнитосфере, связанная с этой суббурей. Этот

анализ является прекрасным примером того, как тщательные и не слишком сложные наземные наблюдения могут стать полезной основой для крупномасштабного анализа сияния как магнитосферного явления.

Изучение структуры и движений, которые возникают в искусственных ионных облаках, выбрасываемых в ионосферу во время сияний и в спокойных условиях, могут также пролить свет на явление полярного сияния. Если даже источники, обуславливающие явления в ионных облаках и сияниях, находятся в разных областях — в ионосфере и магнитосфере, то связь между этими двумя областями должна быть сильная.

Полярное сияние предоставляет возможность, до сих пор не использованную, измерять ветры и диффузию в верхней атмосфере. Как упоминалось, наблюдаемые движения форм сияний обусловлены не атмосферными движениями, а изменениями в пучке вторгающихся частиц, так как свечение возникает в том месте, где происходят столкновения первичных частиц. Однако это несправедливо для эмиссий метастабильных атомов или молекул. Вследствие их сравнительно большого времени жизни (разд. 5.2) возбужденные частицы могут переноситься атмосферными ветрами на значительные расстояния, прежде чем произойдет высвечение. Например, если ветер со скоростью 100 м/с пересекает луч сияния, то зеленая линия кислорода λ 5577, испускаемая атомами O (1S) со средним временем жизни 0,7 с (разд. 5.4), будет излучена на расстоянии в среднем 70 м от места возбуждения, а красный мультиплет кислорода λ 6300 и 6364 (испускаемый атомами O(1D) со средним временем жизни 110 с при отсутствии дезактивирующих столкновений, разд. 5.2 и 5.4) излучится на расстоянии 11 км. Это выглядит не как смещение луча как такового в зеленом и красном свете, а как размывание луча на одной стороне с падением интенсивности в e раз на расстояниях, которые были указаны выше. На больших высотах диффузия также будет способствовать смазыванию лучистой структуры. Несколько предварительных измерений [37] указали, что эффекты диффузии действительно измеримы по линии λ 6300. Было обнаружено, что некоторые лучи полярного сияния, когда они наблюдаются в свете линии λ 6300, оказываются примерно на 1 км шире,

чем в свете λ 4278. Этот результат согласуется с современными представлениями о диффузии.

Подобные измерения эмиссий метастабильных возбужденных ионов дали бы комбинированный эффект ветра и диффузии, так же, как эффект Холла, одновременно в электрическом и магнитном полях. Напряженность электрического поля 0,1 В/м перпендикулярно магнитному дает скорость дрейфа около 2 км/с. Таким образом, из этих измерений можно также получить информацию об электрическом поле.

Хотя такие измерения достаточно трудны для осуществления, благодаря быстрому прогрессу техники они могли бы стать полезными в обозримом будущем.

Если электрическое поле значительно, то луч полярного сияния не был бы точно расположен вдоль магнитной силовой линии. Вторгающиеся электроны будут дрейфовать перпендикулярно магнитному полю в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Тогда отклонение пучка от силовой линии магнитного поля дается соотношением между скоростью дрейфа и скоростью вдоль силовой линии. При электрическом поле 0,1 В/м, перпендикулярном магнитному, скорость дрейфа равна ≈ 20 м/с, и угол отклонения становится незначительным, тогда как первичные электроны могут иметь скорости 10^7 м/с и более вдоль магнитного поля.

2.7. Широтные вариации высот полярных сияний

Имеют место не только широтные вариации полной интенсивности и общей частоты появления полярных сияний, но и относительного распределения различных типов сияний и средних высот. На основе более чем 12 000 измерений высот сияний, которые произвел Штёрмер [73], Эгеланд и Омхольт [27] обнаружили, что лучи, расположенные главным образом высоко в атмосфере, чаще наблюдаются на высоких широтах, чем на низких. Другой отличительной чертой распределения является сравнительно высокая частота появления пульсирующих полярных сияний на низких широтах. Таким образом, наблюдается переход от лучистых дуг и полос к драпри по мере перемещения от высоких широт к низким.

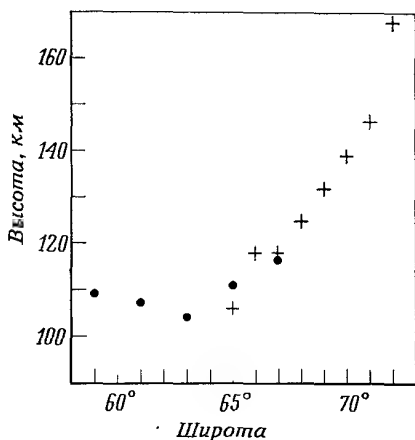


Рис. 2.8. Средние высоты спокойных дуг полярного сияния в функции широты в северном полушарии. Кружки — данные Штёрмера с учетом всех данных измерений [27, 28]. Крестики — высоты максимума свечения [17].

Это изменение с широтой частоты появления различных форм отражает среднюю высоту измеряемых деталей полярных сияний, которая увеличивается с ростом геомагнитной широты. Эти вариации различны для разных форм сияний и для каждого данного типа сияний выражены значительно слабее [27, 28].

На геомагнитных широтах больше примерно 70° увеличение высот сияний выражено более резко. Старков [6] нашел, что высоты нижнего края большей части сияний, возникающих между 75 и 76° с. ш. над Шпицбергенем, соответствовали интервалу от 145 до 180 км с максимумом распределения около 175 км. По измерениям высоты максимума свечения в спокойных дугах сияний параллактическим методом было обнаружено [17] постоянное возрастание средней высоты от ≈ 120 км на 68° с. ш. до 164 км на 72° с. ш. Эти данные вместе с аналогичными данными Эгеланда и Омхольта [27, 28], полученными по измерениям Штёрмера, показаны на рис. 2.8. Данные Штёрмера представляют собой средние значения из всех точек, измеренных в однородных дугах в основном на нижней границе.

Андриенко [1—4] получил аналогичные результаты, тогда как, согласно Лассену [48], высоты составляют от 100 до 120 км на широте от 75 до 77° с.ш. Лассен предположил, что могут иметь место вариации, связанные с солнечной активностью.

Результаты спектральных наблюдений (разд. 4.3) также указывают, что высокие сияния более заметны на высоких широтах, в пределах овала полярных сияний, чем на низких широтах. На дневной стороне, вероятно, имеется зона более высоких слабых сияний к экватору от овала, а также находящиеся внутри овала высокие полярные сияния более заметны на дневной стороне, чем на ночной (п. 1.2.2.).

Имеется несколько указаний на существование двух пиков в высотном распределении сияний (см. [17, 48]), но не ясно, являются ли эти результаты статистически значимыми или вызваны наблюдательными эффектами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андриенко Д. А., Геомагнетизм и аэрономия, **3**, 762 (1963).
2. Андриенко Д. А., Геомагнетизм и аэрономия, **5**, 450 (1965).
3. Андриенко Д. А., Геомагнетизм и аэрономия, **5**, 1068 (1965).
4. Андриенко Д. А., Геомагнетизм и аэрономия, **5**, 878 (1965).
5. Дзюбенко Н. И., Геомагнетизм и аэрономия, **9**, 358 (1969).
6. Старков Г. В., Геомагнетизм и аэрономия, **8**, 36 (1968).
7. Фельдштейн Я. И., Исаев С. И., Лебединский А. И., Ann. IQSY, **4**, Solar Terrestrial Physics: Solar Physics, The MIT Press, Cambridge, 1969, p. 311—348.
8. Aarts J. F. M., de Heer F. J., Vroom D. A., Physica, **40**, 197 (1968).
9. Akasofu S.-I., J. Atmosph. Terrest. Phys., **21**, 287 (1961).
10. Akasofu S.-I., J. Atmosph. Terrest. Phys., **25**, 163 (1962).
11. Akasofu S.-I., Eather R. H., Bradbury J. N., Planet. Space Sci., **17**, 1409 (1969).
12. Akasofu S.-I., Kimball D. S., J. Atmosph. Terrest. Phys., **26**, 205 (1964).
13. Anger C. D., in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
14. Baker K. D., The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, 1968, p. 325.
15. Belon A. E., Romick G. J., Rees M. H., Planet. Space Sci., **14**, 597 (1966).
16. Biondi M. A., Canadian J. Chem., **47**, 1711 (1969).
17. Boyd J. S., Thesis Univ. of Alaska, College, 1969.

18. *Bryant D. A., Courtier G. M., Landmark B., Skovli G., Lindalen H. R., Aarsnes K., Måseide K.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **32**, 1695 (1970).
19. *Chamberlain J. W.*, *Physics of the Aurora and Airglow*, Acad. Press, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
20. *Currie B. W.*, *Canadian J. Phys.*, **33**, 773 (1955).
21. *Cutler C. C.*, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1028 (1956).
22. *Dalgarno A.*, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. D. R. Bates, Acad. Press, 1962. (Русский перевод: А. Далгарно, Атомные и молекулярные процессы, ред. Д. Бейтс, изд-во «Мир», М., 1964.)
23. *Dalgarno A., Latimer I. D., McConkey J. W.*, *Planet. Space Sci.*, **13**, 1008 (1965).
24. *Danielsen C.*, *Danish Meteor. Inst. Geophys. Rep. R-9*, 1969.
25. *Davidson G.*, *Planet. Space Sci.*, **14**, 651 (1966).
26. *Davis T. N.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
27. *Egeland A., Omholt A.*, *Geofys. Publikasjoner*, **26**, N-6 (1966).
28. *Egeland A., Omholt A.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
29. *Elvey C. T.*, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, **43**, 63 (1957).
30. *Evans S.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **16**, 191 (1959).
31. *Grün A. E.*, *Z. Naturforsch.*, **12a**, 89 (1957).
32. *Hallinan T. J.*, Thesis Univ. of Alaska, College, 1969.
33. *Harang L.*, *Geofys. Publikasjoner*, **16**, № 6 (1946).
34. *Harang L.*, *The Aurorae*, Chapman and Hall Ltd., 1951.
35. *Harang L.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **9**, 157 (1956).
36. *Harang L., Omholt A.*, *Geofys. Publikasjoner*, **22**, № 2 (1960).
37. *Harang O., Fjeld B.*, in *Studies of Local Morphology, Structure and Dynamics of Aurora*, Final Report Contract AF 61-(052)-680, 1964.
38. *Hartman P. L.*, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1315 (1968).
39. *Hartman P. L., Hoerlin H.*, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **7**, 69 (1962).
40. *Hayakagawa S., Nishimura H.*, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **16**, 72 (1964).
41. *Jespersen M., Landmark B., Måseide K.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **31**, 1251 (1969).
42. *Kawajiri N., Wahai N., Nakamura J., Nakamura T., Hasegawa S.*, *J. Radio Res. Lab.*, **12**, 141 (1965).
43. *Khare S. P.*, *Planet. Space Sci.*, **17**, 1257 (1969).
44. *Kim J. S., Currie B. W.*, *Canadian J. Phys.*, **38**, 1366 (1960).
45. *Kim J. S., Volkman R. A.*, *J. Geophys. Res.*, **68**, 3187 (1963).
46. *Kinsey J. H.*, *Geophys. Res.*, **70**, 579 (1965).
47. *Kyhl R. L., Webster H. F.* *IRE Trans. Electron Devices*, **3**, 172 (1956).
48. *Lassen K.*, in *Atmospheric Emissions*, eds. B. M. McCormac, A., Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
49. *Maggs J. E., Davis T. N.*, *Planet. Space Sci.*, **16**, 205 (1968).
50. *Mathews D. L., Clark T. A.*, *Canadian J. Phys.*, **46**, 201 (1968).
51. *McConkey J. W., Latimer I. D.*, *Proc. Phys. Soc.*, **86**, 463 (1965).

52. McConkey J. W., Woolsey J. M., Burns D. J., Planet. Space Sci., **15**, 1332 (1967).
53. McDiarmid I. B., Budzinsky E. E., Canadian J. Phys., **42**, 2048 (1964).
54. McEwen D. J., Montalbetti R., Canadian J. Phys., **36**, 1593 (1958).
55. McNamara A. G., Canadian J. Phys., **47**, 1913 (1969).
56. Måseide K., Planet. Space Sci., **15**, 899 (1967).
57. O'Brien B. J., in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
58. Omholt A., in Electromagnetic Wave Propagation, eds. M. Desirant, J. L. Michiels, Acad. Press, 1960.
59. Omholt A., Planet. Space Sci., **9**, 285 (1962).
60. Omholt A., Berger S., in Studies of Morphology, Structure and Dynamics of Aurora, Final Report Contract AF 61-(052)-680, 1964.
61. Philpot J. L., Hughes R. H., Phys. Rev., **133A**, 107 (1964).
62. Pierce J. R., IRE Trans. Electron Devices, **3**, 183 (1956).
63. Rees M. H., Planet. Space Sci., **11**, 1209 (1963).
64. Rees M. H., Planet. Space Sci., **12**, 722 (1964).
65. Rees M. H., Planet. Space Sci., **12**, 1093 (1964).
66. Rees M. H., Space Sci. Rev., **10**, 413 (1969).
67. Sheridan W. F., Oldenberg, Carleton N. P., Abstr. 2nd Int. Conf. Phys. Electronic and Atomic Collisions, Boulder, Col., 1961.
68. Spencer L. V., Nat. Bur. Stand. Monograph., № 1, 1959.
69. Srivastava B. N., Mirza I. M., Phys. Rev., **176**, 137 (1968).
70. Stadsness J., Maehlum B., Intern. Rapport E 053, Norwegian Defence Research Establishment, 1965.
71. Stewart D. T., Proc. Phys. Soc., **A69**, 437 (1956).
72. Stoffregen W., J. Atmosph. Terrest. Phys., **21**, 257 (1961).
73. Størmer C., The Polar Aurora, Oxford, Clarendon Press, 1955.
74. Swider W., Narcisi R. S., Planet. Space Sci., **18**, 379 (1970).
75. Ulwick J. C., in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
76. Walt M., in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
77. Webster H. F., J. Appl. Phys., **28**, 1388 (1957).
78. Wedde T., Thesis. Univ. of Oslo, Internal Report E-162, Norwegian Defence Research Establishment, 1970.
79. Whalen B. A., McDiarmid I. B., J. Geophys. Res., **75**, 123 (1970).

Протонные полярные сияния

3.1. Введение

Линии водорода в спектре полярного сияния впервые обнаружил Вегард в 1939 г. [78, 79]. Он установил, что линии α (3—2) и β (4—2) серии Бальмера ($H\alpha$ 6563 Å и $H\beta$ 4861 Å) время от времени появлялись в спектре, и заключил, что эти линии обусловлены потоками атомов водорода или протонов, которые иногда вторгаются в земную атмосферу во время полярных сияний. Позднее он нашел, что в одном случае линия $H\beta$ была смещена примерно на 5 Å в сторону коротких длин волн и объяснил это тем, что свечение вызвано протонами, которые, приближаясь к Земле со значительной скоростью, нейтрализовались и возбуждались при столкновениях с атомами и молекулами атмосферы [80].

Мейнел [49] обнаружил, что линии водорода появлялись на спектрограммах полярных сияний в зените над Йеркской обсерваторией, и впервые произвел детальное изучение профилей этих линий, которые показывали значительное доплеровское смещение и уширение. В то же время ряд исследователей [40—42, 82] получили хорошие спектры, которые дали результаты, согласующиеся с наблюдениями Мейнела.

На рис. 3.1 представлена серия спектров, полученных при помощи фотоэлектрического фотометра в Кируне, на которых можно видеть большое доплеровское смещение и вариации интенсивности $H\alpha$ по сравнению с полосами первой положительной системы N_2 .

Во многих наблюдениях так же, как при лабораторных измерениях и теоретических исследованиях, делались попытки использовать водородную эмиссию как средство

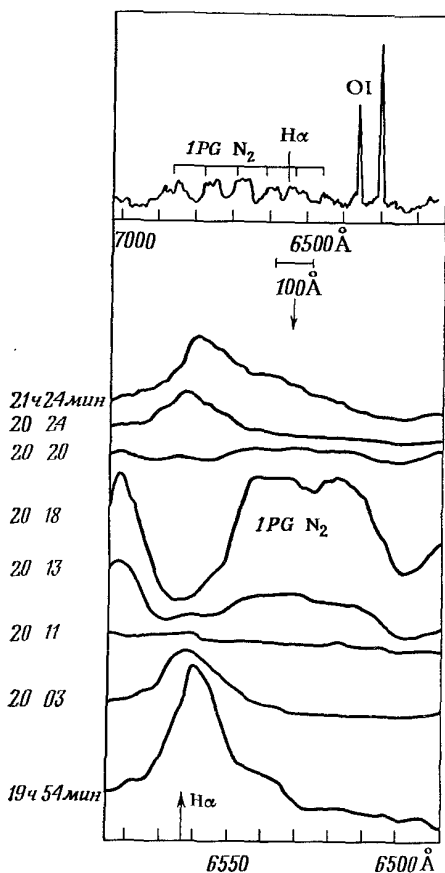


Рис. 3.1. Спектры полярных сияний в зените, на которых присутствуют линии $H\alpha$ и полосы первой положительной системы N_2 . Кируна, 11 марта 1961 г. [63]. Время средневропейское.

для изучения вторжения протонов в верхнюю атмосферу во время полярных сияний. Чемберлен [17] дал обзор работ до 1960 г., а Изер выполнил обзор более поздних работ по вторжению протонов и водородной эмиссии [32].

В настоящее время, когда имеется возможность производить непосредственные измерения частиц полярных сияний при помощи ракет и спутников, информация, которую дают линии водорода, может показаться излишней. Однако ограничения, налагаемые на измерения со спутников и ракет вследствие кратковременности их нахождения в исследуемой области, делают наземные наблюдения временных и пространственных вариаций полезным и необходимым дополнением. По сути, оба вида наблюдений необходимы для получения полной

информации о вторжении протонов во время сияний.

В первой части этой главы (разд. 3.2) будет намечена

в общих чертах основа для интерпретации характеристик водородной эмиссии, таких, как абсолютная и относительная интенсивность, доплеровский профиль линии и высотное распределение. Эта работа главным образом теоретическая, базирующаяся на основных параметрах, полученных в лаборатории. В разд. 3.3 мы рассмотрим, что можно извлечь из наблюдений.

3.2. Теория водородной эмиссии

3.2.1. Протоны полярных сияний, солнечный ветер и магнитосфера. Во время протонного полярного сияния поток протонов при типичной для H β интенсивности 100 рэлей (ср. табл. 3.3) составляет по порядку величины 10^7 (см²·с)⁻¹ [возможно, до 10^8 (см²·с)⁻¹] с учетом того, что излучается несколько фотонов H β на протон в зависимости от энергии (ср. табл. 3.1). Энергии протонов сияния обычно порядка 1—100 кэВ, и наиболее вероятным их источником является солнечный ветер. Из теоремы Лиувилля следует, что такая же, как и наблюдающаяся в полярном сиянии, интенсивность протонов должна исходить из области магнитосферы, где медленные протоны плазменного слоя превращаются в быстрые протоны сияний, при условии, что возникающее угловое распределение интенсивности изотропно и первый адиабатический инвариант сохраняется от места ускорения частиц до атмосферы. Под интенсивностью мы понимаем поток частиц через поверхность, перпендикулярную вектору скорости; этот поток часто также называют направленным потоком. В этой книге рассматривается поток частиц через поверхность, перпендикулярную направлению магнитного поля. Первоначальный источник частиц, солнечный ветер, имеет характерную интенсивность 10^8 частиц/(см²·с) (см., например, [70]). Поэтому количественная сторона проблемы, касающейся источника протонов полярных сияний, не вызывает трудностей, хотя точный механизм ускорения не известен. С учетом геометрических факторов Изер [32] сделал заключение, что гораздо меньше 1 % протонов, поступающих в магнитосферу, необходимо превратить в протоны сияний. Он рассматривал солнечный ветер в пределах 10 земных радиусов, как возможный источник протонов

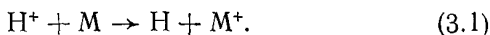
сияний и принимал, что площадь вторжения протонов в атмосферу ограничивается двумя круговыми зонами вокруг магнитных полюсов, расположенными между 60° и 70° широты. Это дает отношение между геометрическими площадями источника и зон вторжения около 300, так что полный источник вполне обеспечивает энергию, необходимую для возникновения сияния. Конечно, эти цифры только иллюстративны, и их можно считать значимыми исключительно потому, что нет очевидных количественных расхождений.

Изер [32] указал, что плотностью кинетической энергии в потоке протонов нельзя пренебрегать по сравнению с плотностью энергии стационарного магнитного поля. В умеренно сильных протонных сияниях интенсивность НВ составляет ~ 100 рэлей (см. табл. 3.3). При характерной энергии протонов (при экспоненциальном энергетическом спектре) 10 кэВ в качестве разумной рабочей модели (п. 3.3.6) для достижения такой интенсивности требуется приток около 10^8 протон/(см²·с) (табл. 3.1). Тогда полный приток энергии равен 10^{12} эВ/(см²·с), или более 10^{-7} Дж/(см²·с), и плотность кинетической энергии протонов в потоке должна быть $\approx 2 \cdot 10^{-15}$ Дж/см³. Если угловое распределение изотропно в экваториальной плоскости, то плотность энергии должна быть от $3 \cdot 10^{-15}$ до $4 \cdot 10^{-15}$ Дж/см³ (в 2 раза больше, чем приток, так как в магнитосфере мы должны также учитывать отражение протонов в зеркальных точках, что приводит к телесному углу 4π вместо 2π). Магнитная индукция B составляет от $1 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-7}$ Вб/см² (от $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гс), т. е. плотность энергии магнитного поля по порядку величины 10^{-14} Дж/см³.

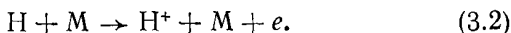
Поэтому типичные протонные сияния происходят на магнитной силовой трубке, умеренно возмущенной в магнитной экваториальной плоскости. Интересно заметить, что очень интенсивное электронное сияние (несколько сотен килорэлей), возбуждаемое электронами с энергиями от 5 до 10 кэВ, также требует плотности энергии в пучке порядка 10^{-15} Дж/см³. Таким образом, электронные полярные сияния согласуются с умеренно возмущенным полем.

3.2.2. Протонный пучок в атмосфере: перезарядка. Когда протоны входят в атмосферу, их энергия постепенно

уменьшается вследствие неупругих столкновений, ионизирующих и возбуждающих молекулы и атомы воздуха. В некоторых ионизационных процессах протон может захватить электрон, потерянный молекулой или атомом. Этот процесс, называемый перезарядкой, описывается в виде



Атом водорода может возникать или в основном, или в каком-либо возбужденном состоянии. В последнем случае возбужденный атом водорода перейдет в основное состояние или в метастабильное состояние $2s$ с излучением, возможно, в результате нескольких каскадных переходов. Поэтому атом может излучить в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$. Нейтральный атом водорода затем покидает магнитную силовую линию, вокруг которой первоначальный протон двигался по винтовой траектории и движется в атмосфере по прямой линии, пока не испытывает нового столкновения, наиболее вероятно приводящего к ионизации:



Если обозначить через N_+ пучок протонов и через N_H пучок атомов водорода, проникающих в атмосферу, то изменение числа протонов на единицу длины пути, вызванное процессами (3.1) и (3.2), описывается выражением

$$dN_+/dl = -N_+N_M\sigma_{10} + N_HN_M\sigma_{01}. \quad (3.3)$$

Здесь σ_{10} и σ_{01} — эффективные сечения для процессов (3.1) и (3.2) соответственно (индексы 1 и 0 обозначают соответственно заряженный и нейтральный атомы), а N_M — концентрация атмосферных атомов и молекул. Принимая $N_M dl = d\zeta$, где ζ — число атомов и молекул на единицу площади вдоль траектории, и предполагая, что $N_+ + N_H = N = \text{const}$, получим

$$dF_+/d\zeta = -F_+\sigma_{10} + F_H\sigma_{01} = -dF_H/d\zeta, \quad (3.4)$$

где F_+ и F_H суть N_+/N и N_H/N соответственно.

Если σ_{10} и σ_{01} принять за постоянные, то получим решение

$$F_+ = F_{+\infty} + (F_{+0} - F_{+\infty}) \exp [-(\zeta - \zeta_0)(\sigma_{01} + \sigma_{10})], \quad (3.5)$$

где

$$F_{+\infty} = \sigma_{01}/(\sigma_{01} + \sigma_{10}), \quad (3.6)$$

а F_{+0} — это значение F_+ при $\zeta = \zeta_0$:

$$F_+ = F_{+0} \text{ при } \zeta = \zeta_0. \quad (3.7)$$

Если доля F_+ протонов первоначально не соответствует равновесному значению $F_{+\infty}$, то оно будет достигнуто в пределах расстояния нескольких $\Delta\zeta$, которое дается выражением

$$\Delta\zeta (\sigma_{01} + \sigma_{10}) = 1, \quad (3.8)$$

где $\Delta\zeta$ — расстояние, на котором частицы H_+ и H в среднем испытывают одно столкновение каждого типа на частицу. Необходимым условием для интегрирования уравнения (3.4) является, по существу, то, что σ_{01} и σ_{10} должны изменяться очень мало за несколько столкновений на частицу. Поскольку рассматриваемые эффективные сечения медленно изменяются с энергией, а доля теряемой энергии на столкновение мала, это условие действительно осуществляется. Тогда условие (3.8) показывает, что только в результате нескольких столкновений на частицу состав пучка F_+ и F_H становится близким к равновесному. Пучок протонов и атомов водорода испытывает большое число столкновений на частицу, сопровождающихся перезарядкой, прежде чем они затормозятся, поэтому можно считать, что состав пучка находится все время вблизи равновесного значения, характеризуемого $F_+ = F_{+\infty}$.

Поскольку σ_{01} и σ_{10} медленно изменяются с энергией, будет изменяться и $F_{+\infty}$. Следовательно, состав пучка изменяется по мере того как он проникает в атмосферу и теряет энергию. Эффективное сечение σ_{10} реакции перезарядки (3.1) сравнительно мало при очень высоких энергиях, в результате чего $F_{+\infty}$ почти равно единице. При энергии 100 кэВ $F_{+\infty}$ около 0,8 и при 30 кэВ около 0,5, уменьшаясь до $\approx 0,1$ при 3 кэВ [32].

3.2.3. Протонный пучок в атмосфере: диффузия. Перезарядка частиц в протон-водородном пучке вызывает диффузию первоначально узкого пучка протонов, движущихся по винтовой траектории вдоль магнитной силовой линии,

по мере того как они приближаются к атмосфере [62]. Следующая приближенная оценка иллюстрирует важность этого эффекта. Если принять для простоты постоянными высоты однородной атмосферы H и вертикальсе магнитное поле, то в среднем первую реакцию перезарядки (3.1) протон испытает там, где атмосферная концентрация имеет значение N_1 , определяемое соотношением

$$\sigma_{10} N_1 H \sec \theta = 1, \quad (3.9)$$

где θ — питч-угол, т. е. угол между траекторией частицы и магнитной силовой линией. Угол θ был принят постоянным над высотой первого столкновения. Это приближение слишком грубо для питч-углов, близких к 90° . $N_1 H \sec \theta$ — общее число атмосферных частиц на единицу площади вдоль траектории протона от места, где он входит в атмосферу до места первой реакции перезарядки.

Далее нейтральный атом водорода в среднем движется к точке с концентрацией N_2 , даваемой уравнением

$$\sigma_{01} (N_2 H \sec \theta - N_1 H \sec \theta) = 1, \quad (3.10)$$

прежде чем он снова ионизируется. Уравнения (3.9) и (3.10) дают

$$N_2/N_1 = (\sigma_{01} + \sigma_{10})/\sigma_{01} = 1/F_{+\infty}. \quad (3.11)$$

Обозначив через Δh разность высот между двумя точками столкновения, находим, что атом водорода проходит расстояние $\Delta s = \Delta h \operatorname{tg} \theta$ от первоначальной силовой линии, прежде чем он снова ионизируется и привяжется к новой силовой линии. Это и есть расстояние диффузии, которое в предположении постоянной высоты однородной атмосферы H дается в виде

$$\Delta s = \Delta h \operatorname{tg} \theta = H \ln (N_2/N_1) \operatorname{tg} \theta. \quad (3.12)$$

Используя уравнения (3.11) и (3.6), получаем

$$\Delta s = -H \operatorname{tg} \theta \ln F_{+\infty}. \quad (3.13)$$

Множитель $-\ln F_{+\infty}$ мал для очень высоких энергий, но составляет около 0,2 для 100 кэВ, 0,8 для 30 кэВ и 2,5 для 3 кэВ [31, 32]. Чтобы оценить порядок величины, можно взять H около 50 км [20]. Это дает для Δs значение от 40

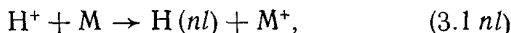
до 120 км для частиц с энергиями от 30 до 3 кэВ при $\theta = 45^\circ$. Для сравнения можно отметить, что гирорадиусы протонов этих энергий в земной атмосфере составляют примерно от 500 до 200 м. Расстояние диффузии быстро уменьшается, как только частица попадает в более плотную атмосферу.

Дэвидсон [23] рассмотрел эту проблему, применив метод Монте-Карло для изучения интегрального эффекта диффузии на тонкий слой протонов, проникающих в атмосферу, причем пространственная структура слоя аналогична той, которая существует в дугах полярных сияний. Из этих данных, по-видимому, следует, что полуширина дуги, обусловленная описанным здесь эффектом диффузии, составляет по порядку величины 100 км для протонов с энергией 10 кэВ и изотропным угловым распределением. Этот результат находится в приемлемом согласии со значениями Δs , оцененными выше, учитывая, что первые несколько траекторий перезарядившихся протонов в нейтральном состоянии будут главным образом давать вклад в диффузию.

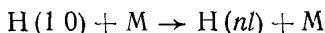
Маловероятно, что один этот эффект может объяснить полное расширение водородных дуг с севера на юг. Однако частицы с большими питч-углами θ будут испытывать самую сильную диффузию. Следовательно, измеряя доплеровское смещение $\text{H}\alpha$ вдоль магнитного поля, можно было бы обнаружить краевой эффект, состоящий в сужении профиля $\text{H}\alpha$ и уменьшении его смещения по мере приближения к северному и южному краям водородной дуги. Кроме того, при больших питч-углах должна быть видна асимметрия в направлении север—юг. Поскольку магнитные силовые линии в зоне полярных сияний составляют с вертикалью угол 10° , атомы водорода с питч-углами 80° или более будут двигаться вверх, когда их направление близко к северному и, следовательно, будут диссипировать из атмосферы. Оба эффекта: диффузия и асимметрия, по-видимому, наблюдались на спутнике ЭСРО-1, на котором производилось сравнение протонов с питч-углами 80 и 0° [25].

3.2.4. Возбуждение линий водорода. Атомы водорода в протон-водородном пучке могут возникать в возбужденном состоянии в реакции (3.1). Следовательно, эта реакция в действительности состоит из ряда процессов, различаю-

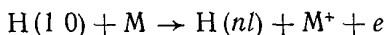
щихся в отдельных деталях, которые можно записать в виде



где n и l — орбитальное и азимутальное квантовые числа. Реакции имеют различные эффективные сечения $\sigma_{10}(nl)$ для захвата электрона на разные уровни nl . Другим процессом возбуждения является непосредственное столкновение атомов водорода в основном состоянии с атмосферными атомами и молекулами (M):



или (3.14)



с эффективным сечением $\sigma_{00}(nl)$.

Вариации числа частиц $N_0(nl)$ в пучке, которые находятся на уровне nl , даются выражением

$$\begin{aligned} dN_0(nl) = & N_0(1\ 0) N_M \sigma_{00}(nl) ds + \\ & + N_+ N_M \sigma_{10}(nl) ds + \sum_{n'=n+1}^{\infty} \sum_{l'} A_{n'l'nl} N_0(n'l') dt - \\ & - \sum_{n'=1}^{n-1} \sum_{l'} A_{nl n'l'} N_0(nl) dt, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где ds — расстояние, которое пучок проходит за время dt . Два последних члена представляют соответственно переходы с более высоких уровней вниз на уровень nl и спонтанное излучение с этого уровня на более низкие уровни. Суммирование ведется для всех разрешенных значений l' . A — соответствующие эйнштейновские вероятности переходов.

Здесь пренебрегается дезактивацией, т. е. любым другим путем перехода с возбужденных уровней, за исключением спонтанного излучения. Ударная ионизация возбужденных атомов может быть существенной, так же как и механизм гашения [62]. Этот эффект подробно исследован в работе [12], и был сделан вывод, что он слаб в полярных

сияниях, расположенных выше 100 км. В явлениях поглощения в полярной шапке (ППШ) он может быть существенным вследствие больших энергий протонов (разд. 8.6).

Реакция (3.1 nl), очевидно, важна для атомов в конфигурации $2s$. Эти атомы являются метастабильными, и при отсутствии ударной дезактивации их количество было бы существенным, поскольку отсутствуют переходы с излучением. Понятно, что соударения достаточно эффективны, чтобы число атомов на этом уровне было незначительным.

Как и при рассмотрении равновесия между протонами и атомами водорода в пучке, можно показать, что $dN_0(nl)$ в уравнении (3.15) очень мало по сравнению с отдельными значениями членов в правой части. Положив $dN_0(nl) = 0$ и принимая, что $ds/dt = v$, из этого уравнения получаем

$$I_{nl'n'l'} = A_{nl'n'l'} N_0(nl) =$$

$$= \frac{A_{n'n'l'}}{\sum_{n'=1}^{n-1} \sum_{l'} A_{nl'n'l'}} \left[N_0(1\ 0) N_{M\sigma_{00}}(nl) v + N_+ N_{M\sigma_{10}}(nl) v + \right.$$

$$\left. + \sum_{n'=n+1}^{\infty} \sum_{l'} I_{n'l'nl} \right], \quad (3.16)$$

где $I_{nl'n'l'}$ — число фотонов, излучаемых пучком вторгающихся протонов в секунду.

Разделив I на N и умножив на $N_L dt/N_M ds$, где N_L — число Лошмидта, т. е. число атомов и молекул на единицу объема воздуха при нормальных атмосферных условиях, получаем число фотонов J , излучаемых единицей объема воздуха при нормальных атмосферных условиях под воздействием пучка единичной площади на одну частицу в пучке (на падающий протон):

$$J_{nl'n'l'} = \frac{A_{nl'n'l'}}{\sum_{n'=1}^{n-1} \sum_{l'} A_{nl'n'l'}} \left[F_0(1\ 0) \sigma_{00}(nl) N_L + F_+ \sigma_{10}(nl) N_L + \right.$$

$$\left. + \sum_{n'=n+1}^{\infty} J_{n'l'nl} \right]. \quad (3.17)$$

где F_0 (1 0) — доля N быстрых частиц, которые находятся в нейтральном основном состоянии. Полная интенсивность излучения $J_{nn'}$ в отдельной линии получается суммированием всех разрешенных комбинаций l и l' . Поскольку вероятности переходов A также зависят от l и l' , необходимо вычислить отдельные значения J или использовать подходящие средние значения для A и σ . Значения J уменьшаются очень быстро с увеличением n и поэтому в вычислениях необходимо рассматривать только несколько вышележащих уровней.

Уравнение (3.17) дает возможность вычислить интересное нас излучение линии водорода либо на единицу массы воздуха, через которую проходят частицы, либо, на основе известных энергетических соотношений, на единицу уменьшения энергии или скорости частиц.

Трудности в вычислениях все еще обусловлены неточными значениями необходимых эффективных сечений. Чемберлен [15—17] и Омхольт [62] обошли эту трудность экстраполяцией (немного различающимися путями), исходя из имеющихся лабораторных и теоретических данных о некоторых относящихся к рассматриваемому вопросу процессах, в том числе и для протон-водородного пучка в водороде. Изер [29, 31, 32] выполнил новые расчеты, основанные на уточненной совокупности данных.

Имеются экспериментальные значения F_N и F_+ , полученные с разумной точностью [11]. Другие данные Изер частично определял, исходя из имеющейся информации о перезарядке, а частично экстраполировал теоретические вычисления. Однако даже эти данные сомнительны. Например, различные экспериментаторы получали значения σ_{10} (4s, p, d), которые отличаются в 1,6 раза [58, 65]. Следовательно, даже если частично основываться на экспериментальных данных об используемых процессах, то интенсивность эмиссий $H\alpha$ и $H\beta$, вызванных перезарядкой, будет содержать значительную неопределенность.

Еще более неопределенным является возбуждение при столкновении атомов по реакции (3.14). Для этого процесса отсутствуют непосредственные экспериментальные данные, и при расчетах приходится полагаться на экстраполяцию теоретических данных по столкновениям атомов

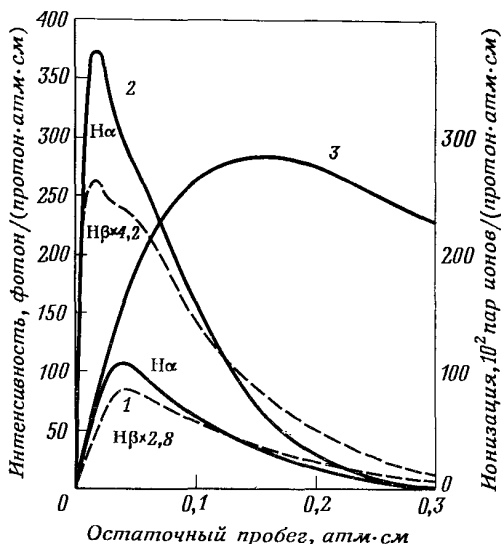


Рис. 3.2. Количество фотонов $H\alpha$ и $H\beta$ и число пар ионов, образуемых энергичным протоном в воздухе [32]. 1 — возбуждение только в результате перезарядки, 2 — возбуждение в результате перезарядки и при столкновениях нейтрального атома водорода, 3 — ионизация.

водорода в водородном газе. Даже при этом вычисленные значения интенсивности линии водорода в функции энергии частицы могут содержать ошибку 100%.

На основе этих данных и методов Изер [32] получил зависимость интенсивностей эмиссий $H\alpha$ и $H\beta$ от энергии (рис. 3.2). Кривые 1 соответствуют возбуждению только в результате перезарядки, дающей нижний предел, тогда как кривые 2 включают также процессы возбуждения при столкновении нейтрального атома, причем они сравнительно более неопределенны. Для более подробного ознакомления с этими вычислениями читатель отсылается к обзору Изера [32].

Путем интегрирования по энергиям протонов Изер [31, 32] получил зависимости интенсивностей $H\alpha$ и $H\beta$ на один

падающий протон от начальной энергии протонов (табл. 3.1). Линия La должна быть примерно в 10 раз сильнее, чем Ha [32].

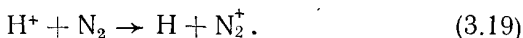
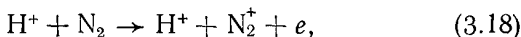
Таблица 3.1

**Столкновения протонов в воздухе. Интенсивности
линий водорода**

Первоначальная энергия протонов, кэВ	Число фотонов на протон	
	Ha	$\text{H}\beta$
1	$\leq 0,4$	$< 0,1$
3	1,7	0,3
10	8	1,4
30	17	3,2
100	34	7
300	40	10

3.2.5. Соотношение между линиями водорода и полосами первой отрицательной системы N_2^+ . Раньше предполагалось [17, 62], что соотношение между скоростью полной ионизации и интенсивностью возбуждения полос первой отрицательной системы N_2^+ примерно одно и то же как для протонного, так и для электронного столкновения. Исходя из эффективного сечения ионизации для протонов в воздухе, Изер [31] получил иной результат.

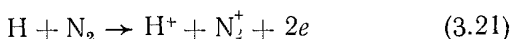
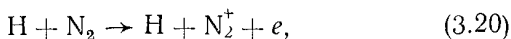
Однако вклад в ионизацию N_2 протонами дают две реакции:



Реакция (3.18) имеет эффективное сечение, которое увеличивается с ростом энергии протонов примерно до 100 кэВ [9], тогда как эффективное сечение реакции (3.19) резко уменьшается с увеличением энергии [27]. Было измерено эффективное сечение возбуждения протонами полос первой отрицательной системы N_2^+ [21, 48], а также полное эффективное сечение ионизации N_2 [48]. По-видимому, для энер-

гий выше 10 кэВ отношение между полной скоростью ионизации и интенсивностью эмиссии λ 3914 около 30, что близко к подобному отношению для электронов (разд. 2.2). Для более низких энергий это отношение быстро растет с уменьшением энергии. При 3 кэВ отношение близко к 10^2 , а при 1 кэВ — к $2 \cdot 10^2$.

Однако вторгающиеся протоны будут подвергаться ряду актов нейтрализации и последующей ионизации, в результате чего, если их энергия ниже 30 кэВ, они будут находиться большую часть времени, прежде чем замедлятся, в виде атомов водорода (п. 3.2.2). Следовательно, реакции



могут играть столь же важную роль, как (3.18) и (3.19). Было измерено также эффективное сечение возбуждения полос первой отрицательной системы N_2^+ при столкновении с атомами водорода [21, 48]. В работе [48] приведены измерения эффективного сечения ионизации при соударении водорода с азотом. Отношение скорости ионизации к интенсивности эмиссии λ 3914 приблизительно такое же, как и для протонов, но немного выше при 1 кэВ ($\approx 4 \cdot 10^2$).

В табл. 3.2 даны оценки интенсивности λ 3914 на протон и отношения между интенсивностями эмиссий λ 3914 и водорода. Для получения этих значений были использованы интенсивности $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$, приведенные в табл. 3.1, значение 38 для соотношения между полной скоростью ионизации воздуха (включая кислород) и интенсивностью эмиссии λ 3914 (за исключением значения при 3 кэВ, для которого использовалось значение 120) и отношения 1,00; 0,34 и 0,075 как приемлемые оценки для относительных интенсивностей (в фотонах) эмиссий полос λ 3914, 4278 и 4709 соответственно (см. [74]). Кроме того, предполагалось, что в среднем протон теряет около 36 эВ на образование пары ионов независимо от первоначальной энергии (ср. [22]). Данные табл. 3.2 следует рассматривать как довольно приближенные. Кроме того, следует надлежащим образом объяснить тот факт, что вторичные элект-

троны будут давать вклад в ионизацию и возбуждение λ 3914. При низких энергиях этот процесс будет увеличивать приведенные значения, так как возбуждение λ 3914 будет более эффективным, чем предполагалось.

Таблица 3.2

Столкновения протонов в воздухе. Отношения интенсивностей эмиссий в функции первоначальной энергии протонов (теоретические)

Энергия протона, кэВ	Интенсивность λ 3914, фо- тоны/протон	λ 3914/H α	λ 3914/H β	λ 4278/H β	λ 4709/H β
3	0,5	0,3	1,5	0,5	0,1
10	7	0,9	5	1,6	0,4
30	20	1,2	6	2	0,5
100	70	2,0	10	3,5	0,8

Как указывалось в п. 3.2.4, существуют большие неопределенности (возможно, до 50 %) в вычисленных интенсивностях H α и H β , поскольку плохо известны основные эффективные сечения. Имея это в виду, можно считать, что отношения, приведенные в табл. 3.2, хорошо согласуются с данными наблюдений Изера [33], которые дают приблизительно 14 ± 2 и $1,1 \pm 0,1$ для отношений λ 3914/H β и λ 4709/H β соответственно. Нижним наблюдавшимся пределом для отношения λ 4709/H β , по-видимому, является значение около единицы (п. 3.3.2).

3.2.6. Профили линий водорода. В п. 3.2.4. были вычислены интенсивности линий водорода (в фотонах) на единицу объема атмосферы при нормальных атмосферных условиях под воздействием пучка единичного сечения на одну частицу (H $^+$ —H) в пучке по уравнению (3.17). Как было показано, это уравнение позволяет вычислить интенсивность излучения от пучка моноэнергетических частиц в функции их скорости, которая падает при прохождении частиц через атмосферу. Интенсивность (в фотонах) $F(v)$ дается формулой

$$F(v) = J_{nn'}(\xi) d\xi/dv, \quad (3.22)$$

где ξ — масса воздуха при нормальных атмосферных условиях, через которую проходит поток частиц. Величину $d\xi/dv$ можно получить из лабораторных данных по бомбардировке воздуха протонами.

Каждый излученный фотон подвергается доплеровскому смещению, соответствующему компоненте скорости частицы v в направлении излучения. Здесь мы определим результирующее доплеровское уширение линий водорода в функции первоначального энергетического распределения протонов и их распределения по питч-углам.

Рассмотрим моноэнергетический поток падающих протонов с начальной скоростью v_0 и распределением по питч-углам $\eta(\theta)$ (пропорциональным числу протонов в единицу времени, на единицу поперечного сечения через поверхность под прямым углом к вектору скорости в 1 ср и нормированным таким образом, что

$$\int_0^{\pi/2} \eta(\theta) \cos \theta \, 2\pi \sin \theta \, d\theta = 1).$$

Далее, мы пренебрегаем рассеянием, так что питч-угол постоянен во всей атмосфере для данной частицы.

Интенсивность излучения (в фотонах) для атомов водорода, движущихся со скоростью v в интервале dv , имеющих питч-угол θ и содержащихся в телесном угле $d\Omega$ на одну частицу в пучке дается уравнением

$$J''(v\theta) \, dv d\Omega = F(v) \, \eta(\theta) \cos \theta \, dv d\Omega. \quad (3.23)$$

Пусть $\rho(v_x, v_y, v_z)$ — плотность фотонов, которые излучены протонами, движущимися со скоростью v , описанная в пространстве скоростей излучающих частиц. В прямоугольной системе координат с осью z вдоль магнитного поля будем иметь

$$J''(v) \, dv d\Omega = \rho(v_x, v_y, v_z) \, v^2 dv d\Omega. \quad (3.24)$$

Используя уравнение (3.23), получаем

$$\rho(v_x, v_y, v_z) = F(v) \, \eta(\theta) \cos \theta / v^2. \quad (3.25)$$

Фотоны излучаются атомами, имеющими различные скорости, так как протон-водородный пучок уменьшает скорость по мере проникновения в атмосферу. Излучающие

атомы, имеющие самые низкие скорости, расположены на самых малых высотах для данного значения θ . Следовательно, функция распределения $\rho(v_x, v_y, v_z)$ изменяется с высотой в атмосфере. В дальнейшем мы будем пренебрегать этим изменением, хотя в действительности мы рассматриваем излучение, проинтегрированное по высоте.

Наблюдатель, смотрящий вверх вдоль оси z (магнитной силовой линии), будет наблюдать фотоны с доплеровским смещением, соответствующим компоненте скорости v_z излучающих атомов. Интенсивность излучения $I(v_z)$ на частицу на единицу v_z в телесном угле 1 ср дается уравнением

$$4\pi I(v_z) = \int \int \rho(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y. \quad (3.26)$$

Интегрирование выполняется по площади круга, уравнение которого $v_x^2 + v_y^2 = v_0^2 - v_z^2$, где v_0 — начальная скорость протонов. Вне этой площади $F(v)$ равно нулю для рассматриваемых частиц. Множитель 4π введен в левую часть, поскольку излучение происходит в телесном угле 4π .

Подставляя (3.25) и предполагая симметрию относительно оси z (так как протоны движутся по винтовым траекториям вокруг силовых линий со случайным распределением азимутальных углов), уравнение (3.26) можно записать в виде

$$\begin{aligned} 4\pi I(v_z) &= \int_0^{v_{0\perp}} \rho(v_{\perp}, v_z) 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} = \\ &= 2\pi \int_0^{v_0} \frac{F(v) \eta(\theta)}{v^2} \cos \theta v dv = \\ &= 2\pi v_z \int_0^{v_0} \frac{F(v) \eta(\theta)}{v^2} dv, \end{aligned} \quad (3.26a)$$

где $v_{\perp}$ — компонента скорости под прямым углом к оси z .

Преобразование к v делается исходя из того, что $v^2 = v_z^2 + v_{\perp}^2$ и что $v_z = v \cos \theta$ постоянно при интегрировании. Последнее выражение приводит к функциональной зависимости θ от v в уравнении (3.26a).

Подобным образом для наблюдений в направлениях перпендикулярно магнитному полю доплеровское уширение можно записать в виде

$$4\pi I(v_x) = \int \int \rho(v_x, v_y, v_z) dv_y dv_z, \quad (3.27)$$

причем площадь интегрирования дается в виде $v_y^2 + v_z^2 = v^2 - v_x^2$. Однако в этом случае дальнейшее упрощение невозможно.

Если вместо моноэнергетического пучка протонов рассмотреть поток протонов с относительным распределением начальных скоростей, даваемым функцией $f(v)$, то функцию $F(v)$ следует заменить интегралом по начальным скоростям:

$$\mathcal{F}_i(v) = \int_v^\infty f(v_0) F(v) dv_0 = F(v) \int_v^\infty f(v_0) dv_0. \quad (3.28)$$

В этом случае безоговорочно принимается, что распределение по питч-углам не зависит от начальной энергии, т. е. оно одно и то же для всех вторгающихся протонов.

Подставляя в уравнения (3.26) и (3.27) $\mathcal{F}_i(v)$ вместо $\mathcal{F}(v)$, можно вычислить синтетические профили в магнитных зените и горизонте по данным угловому и энергетическому распределениям вторгающихся протонов. Уравнения были обобщены для произвольно наблюдаемых углов в работе [77] (ср. также [32]). На рис. 3.3 показаны различные синтетические профили линии $\text{H}\alpha$ [35].

Для оценки в первом приближении распределения по питч-углам пригодны средние доплеровские скорости в направлениях в магнитный зенит и на магнитный горизонт [62] (ср. также [17, 32]). Эти величины определяются выражениями

$$\bar{v}_z = \int_0^\infty I_z(v_z) v_z dv_z \bigg/ \int_0^\infty I_z(v_z) dv_z, \quad (3.29)$$

$$\bar{v}_x = \int_0^\infty I_x(v_x) v_x dv_x \bigg/ \int_0^\infty I_x(v_x) dv_x. \quad (3.30)$$

В первом приближении для оценки распределения по питч-углам удобно принять аналитическую форму $\eta(\theta)$.

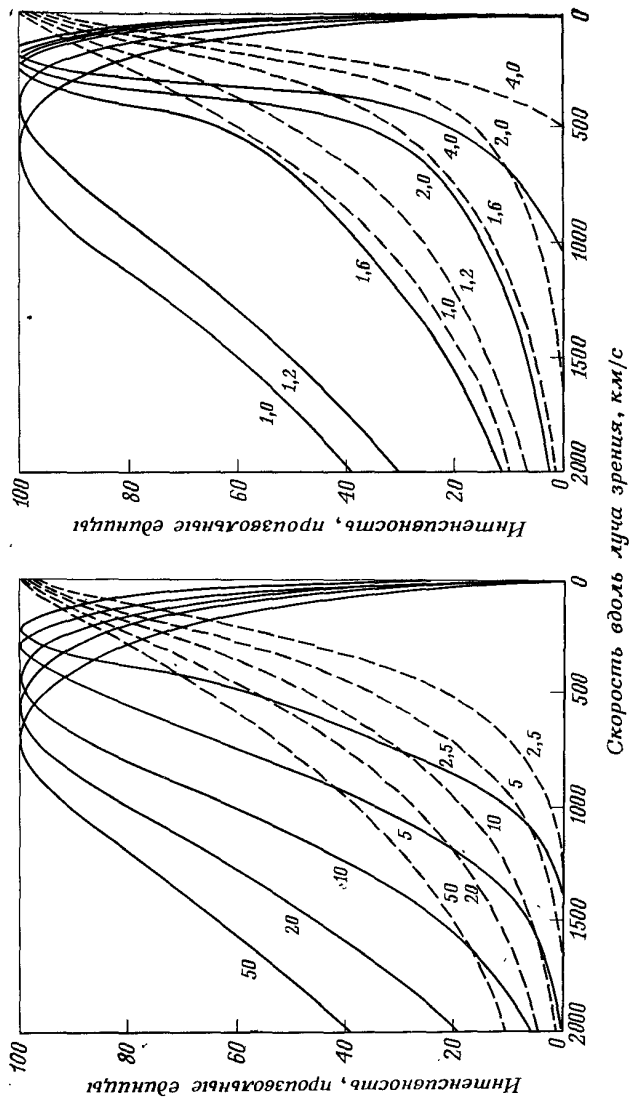


Рис. 3.3. Теоретические профили линии Na с экспоненциальным $[\exp(-E/E_0)]$ (слева) и степенным $E^{-\alpha}$ (справа) энергетическими спектрами протонов и изотропным распределением поpitch-углам. Степенной спектр обрывается при энергиях 1 и 1000 кэВ. Числа на кривых указывают E_0 и α соответственно. Сплошные линии — профили в магнитном зените, штриховые линии — профили в магнитном горизонте (полный профиль в магнитном горизонте симметричен) [35].

В частности, использовалась формула

$$\eta(\theta) = (n+1)(\cos^n \theta)/2\pi, \quad (3.31)$$

хотя без строгого доказательства.

Принимая эту формулу для распределения по питч-углам, можно показать, что

$$\bar{v}_z = \frac{n+2}{n+3} \frac{\int_0^\infty \mathcal{F}(v) v dv}{\int_0^\infty \mathcal{F}(v) dv}, \quad (3.32)$$

$$\bar{v}_x = \frac{2(n+2)}{\pi(n+3)} \int_0^{\pi/2} \cos^{n+1} \theta d\theta \frac{\int_0^\infty \mathcal{F}(v) v dv}{\int_0^\infty \mathcal{F}(v) dv}, \quad (3.33)$$

откуда

$$\frac{\bar{v}_x}{\bar{v}_z} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos^{n+1} \theta d\theta. \quad (3.34)$$

Были также сделаны попытки использовать моменты второго порядка $\bar{v}_z^2$ и $\bar{v}_x^2$, чтобы получить данные о распределении по питч-углам, но в этом случае крылья профилей, которые наблюдаются недостаточно точно, играют существенную роль. Следовательно, моменты более высоких порядков, полученные из наблюдений, довольно неопределенны. Как будет видно из дальнейшего, предположение, что распределение по питч-углам не зависит от энергий вторгающихся протонов, вероятно, неправильно. Тем не менее отношение $\bar{v}_x/\bar{v}_z$ так или иначе указывает, что протоны распределены либо изотропно ($n=0$), либо имеется максимум в направлении вперед ($n>0$) или поперек ($n<0$).

При $n=-1$ поток $a\eta(\theta)\cos\theta$ изотропен и $\bar{v}_x/\bar{v}_z=1$. В этом случае в магнитном зените профиль должен быть идентичен половине профиля в магнитном горизонте, так как поток вторгающихся протонов распределен изотропно по всем направлениям вниз. Однако изотропный поток не

реален, поскольку тогда требовалось бы, чтобы интенсивность $\eta(\theta)$ была бесконечной при $\theta = \pi/2$ [см. формулу (3.31)]. Поэтому нужно ввести резкий обрыв или как-то модифицировать распределение для углов, близких к $\theta = \pi/2$. Наиболее вероятное изотропное распределение направленной интенсивности имеет вид $v_x/v_z = 2/\pi$.

3.2.7. Высотное распределение водородных эмиссий.

В предыдущих разделах рассматривалось излучение, проинтегрированное по высоте. Очевидно, что излучение имеет некоторое распределение по высоте, которое можно вычислить при условии, что распределение по питч-углам, распределение энергии и функция излучения $\Phi(\zeta)$ известны с достаточной точностью. Функция $\Phi(\zeta)$ — это излучение на единицу массы воздуха, через которую проходят частицы. Такие вычисления производились в течение ряда лет, как можно надеяться, с увеличивающейся точностью (см. [17, 35, 60]). Интегрирование довольно просто до тех пор, пока распределения по энергии и питч-углам не зависят друг от друга. Подробно это изложено в работах [17, 32]. Высотное распределение, вычисленное для экспоненциальных энергетических спектров и изотропного распределения по питч-углам, оказалось сходным с высотными профилями общего свечения полярных сияний (рис. 2.3 и 2.4) [35]. Для характерной энергии между 5 и 50 кэВ максимум свечения приходится на диапазон высот примерно от 130 до 100 км, и вертикальная полуширина составляет от 60 до 20 км.

Высотное распределение водородных эмиссий представляет несколько меньший интерес, чем полная интенсивность и доплеровские профили, поскольку его довольно трудно измерять с земли. В большинстве случаев водородная эмиссия простирается на несколько сотен километров в направлении север—юг и на тысячи километров в направлении геомагнитной параллели. Следовательно, во всех случаях необходимо использовать тщательно разработанный метод параллактических измерений при помощи сканирующих фотометров для определения высотного распределения с достаточно высокой точностью. Поэтому отдельные измерения из одного пункта дают очень сильно различающиеся результаты [32].

Ракетные методы могли бы решить проблему высотного распределения. Сравнение высотного распределения излучения с прямыми измерениями протонов могло бы дать информацию о точности функции излучения как вычисленной теоретически, так и полученной на основании лабораторных данных. Миллер и Шеферд выполнили измерения высотного распределения Н β в водородной дуге при одном запуске [50, 51]. Максимум свечения находился на высоте 116 м.л., нижняя и верхняя точки высотного профиля соответствовали 110 и 123 км. Сопоставляя высотное распределение свечения с прямыми измерениями протонов и используя принятые эффективные сечения для возбуждения уровня, излучающего Н β , они обнаружили серьезные расхождения. Другие аналогичные измерения [83] выявили такие же расхождения. Однако преждевременно, по-видимому, делать выводы об эффективных сечениях на основе этих единичных наблюдений. Очевидно, эта проблема еще требует значительного внимания.

3.3. Наблюдения линий водорода

3.3.1. Методы. Отношение интенсивностей линий водорода и полос первой отрицательной системы N $_2^+$ позволяет сделать оценку относительного притока протонов и электронов, тогда как абсолютная их интенсивность и доплеровские профили дают информацию об абсолютных величинах потоков протонов и их распределении по энергиям и питч-углам. Морфологию, а также некоторые свойства протонов можно, следовательно, изучать посредством наблюдений линий водорода.

Первые наблюдения линий водорода выполнялись при помощи спектрографов, которые требовали длительных экспозиций и, следовательно, не давали необходимых временного и пространственного разрешений. Фотоэлектрические методы позволили производить значительно более ценные наблюдения.

Спектрофотометры, сканирующие в ограниченной области спектра, значительно превосходят спектрографы и широко используются для изучения доплеровского профиля линий водорода. Первый такой прибор был разработан в 1955 г. [45] и с тех пор благодаря усовершенство-

ваниям его разрешающая способность сильно увеличилась. Однако низкая светосила, свойственная щелевым спектрографам, сильно ограничивает их применение.

Фотометры с узкополосными интерференционными фильтрами используются с 1957 г. [61]. Усовершенствование очень узкополосных фильтров позволило сканировать доплеровские профили путем качания фильтра. Этот метод представляется чрезвычайно мощным [36]. Можно изготавливать фильтры с непрерывным изменением длины волны полосы пропускания поперек или по краю большого круглого фильтра. Этот метод выглядит особенно многообещающим [32].

Применялись также спектрометры Фабри—Перо [85], но их чувствительность низка по сравнению с фильтрами. По-видимому, наиболее целесообразный вариант прибора описан в работе [73]. Он позволяет одновременно измерять несколько точек профиля линии.

Фрэнсис [38] получил многообещающие результаты по морфологии сияний с узкополосным фильтром и усилителем изображения.

3.3.2. Отношение интенсивностей линий водорода и полос первой отрицательной системы N_2^+ . Как очевидно из предыдущих разделов, отношение интенсивностей линий водорода и полос первой отрицательной системы N_2^+ можно использовать для определения относительного вклада первичных протонов и электронов в возбуждение полярных сияний. Удобнее всего сравнить линию $H\beta$ λ 4861 с полосой (0—2) λ 4709, поскольку они имеют близкие длины волн, что упрощает проблему оптической калибровки. Однако полосы (0—1) λ 4278 и (0—0) λ 3914 интенсивнее и, следовательно, могут измеряться с большей абсолютной точностью.

Полный обзор ранних измерений отношения интенсивностей дан в работе [32]. Разные авторы пришли к весьма различным результатам. Вероятно, это обусловлено различающейся морфологией протонных и электронных полярных сияний и различиями в месте и времени наблюдения и аппаратуре. В частности, прежние наблюдения, скажем до 1960 г., производились при помощи аппаратуры, которая в настоящее время считается устаревшей.

По-видимому, общий нижний предел отношения интенсивностей $\lambda 4709/\text{H}\beta$ составляет около единицы. Наиболее надежные измерения отношений $\lambda 3914/\text{H}\beta$ и $\lambda 4709/\text{H}\beta$ даны в работе [33]. Они были выполнены для типичных водородных дуг над Фортом Черчилл ($L = 8,6$) ранним вечером с 17 ч 30 мин до 20 ч 30 мин местного времени (LT) в направлении на север на зенитных расстояниях от 60 до 75° вблизи плоскости магнитного горизонта. Это время было выбрано потому, что практически отсутствовали какие-либо следы ярких или структурных полярных сияний, которые могли бы указывать на высыпание электронов (п. 3.3.4). Сканирование производилось фотометром с качающимся фильтром [36] с шириной полосы пропускания 2—3 Å в области длин волн от 4865 до 4840 Å. Почти во всех случаях отношение интенсивностей $\lambda 3914/\text{H}\beta$ составляло от 10 до 17,5, а $\lambda 4709/\text{H}\beta$ от 0,9 до 1,4. Средние значения были около 14 ± 2 и $1,1 \pm 0,1$ соответственно в разумном согласии с теоретическими данными (ср. п. 3.2.5, табл. 3.2).

Из фотометрических данных спутника ЭСРО-1 нижний предел отношения $\lambda 4278/\text{H}\beta$ оказался около 3. Это несколько ниже, чем ожидаемые от сравнения с приведенными выше отношениями, но в хорошем согласии с теоретическими значениями, приведенными в табл. 3.2.

Из имеющихся данных можно составить следующее заключение. Когда отношение $\lambda 4709/\text{H}\beta$ близко к единице, полярные сияния, вероятно, обусловлены преимущественно протонами. Поскольку большие вариации доплеровских профилей редки (п. 3.3.6), распределения протонов по энергиям и pitch-углам, вероятно, постоянны*. Отсюда следует, что, когда отношение интенсивностей $\lambda 4709/\text{H}\beta$ значительно превосходит единицу, часть излучения $\lambda 4709$, которая обеспечивает это высокое отношение, обусловлена электронным полярным сиянием. Эти две составляющие излучения $\lambda 4709$ приблизительно дают соотношение между притоками энергии, вносимыми в атмосферу про-

* Результаты недавних исследований показывают, что этот вывод не оправдывается. Характеристики профиля слабо зависят от свойств пучка протонов [см. Ю. Н. Пономарев, Расчеты профилей водородной эмиссии в полярных сияниях, Астрон. цирк., № 703, стр. 3—5 (1972)]. — *Прим. перев.*

Таблица 3.3

Интенсивности линий водорода

Автор	Линия	Интенсивность, рэлей
Гальперин [5]	H α	Редко > 200, хотя иногда несколько тысяч рэлей
Рис и Дир [67]	H α	Средняя $\approx$ 600 и максимум 1470. По-видимому, связана с высокими красивыми дугами
Накамура [59]	H α	Максимальная 700, средняя $\approx$ 200
Гальперин [6]	H α	Всегда > 100
Изер и Сэндфорд [37]	H α	> 150 вблизи максимума солнечной активности
Винс и Валланс Джонс [84]	H α	От 100 до 200 в центре водородной зоны
Хантен [45]	H β	100—1000
Блесс и Лиллер [14]	H β	$\approx$ 700
Гартлейн и Спраг [43]	H β	$\approx$ 200
Омхольт [62]	H β	От 20 до 400
Остерброк [64]	H β	1000 (во время сильных магнитных бурь)
Монтальбетти и Мак-Эван [53]	H β	Максимальная наблюдавшаяся 600, обычно максимальная от 60 до 150
Вайсберг [3]	H β	$\approx$ 100 (приведена к зениту)
Изер и Джака [36]	H β	Максимальная наблюдавшаяся 150, обычно максимальная от 25 до 50
Изер [33]	H β	Чаше всего 10—100, часто до 200, иногда до 300
Миллер и Шеферд [51]	H β	60
Френсис и Джака [39]	H β	От 20 до 30 в центре водородной зоны
Дир и Стен (ЭСРО-1, частное сообщение)	H β	10—50 южная часть водородной дуги, 100—200 — центральная часть в полуночном меридиане
Кларк и Мецгер [19]	L α	40 000—60 000
Хикс и Чабб (ОГО-4, частное сообщение)	L α	Чаше всего от 2000 до 3000, максимум 10 000

тонами и электронами. Соответствующие пределы для отношений интенсивностей $\lambda 4278/\text{H}\beta$ и $\lambda 3914/\text{H}\beta$ от 3 до 5 и от 10 до 14 соответственно.

3.3.3. Абсолютные интенсивности и бальмеровский декремент. В табл. 3.3 представлены некоторые данные наблюдений интенсивностей $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$, многие из которых приведены в работе [32], а также включены некоторые наблюдения линии $\text{L}\alpha$. Линия Бальмера $\text{H}\gamma$ также измерялась, но едва ли с хорошей точностью (см. [32]).

Принимая в расчет быстрое развитие наблюдательных методов, разумно, по-видимому, приписать наибольший вес наблюдениям последних лет. Можно сделать заключение, что интенсивность $\text{H}\beta$, когда эта линия присутствует, обычно составляет от 10 до 200 рэлей, а иногда от 300 или 400 рэлей и очень редко выше.

Измерения отношения интенсивностей $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ трудны из-за зависимости спектральной чувствительности прибора от длины волны. Некоторые данные приведены в

Таблица 3.4

Бальмеровский декремент водородных
эмиссий полярного сияния

Автор	$I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$
Бегард [81]	7
Шуйская [10]	2,8
	3,0
	3,2
Дир [24]	$1,65^{+0,58}_{-0,34}$

табл. 3.4 [32]. Из-за экспериментальных трудностей и неопределенностей теории нельзя считать эти значения несовместимыми с данными табл. 3.1, в которой эти отношения составляют от 4 до 5,5. На основе данных табл. 3.3 можно было бы предположить, что типичное среднее значение интенсивности $\text{H}\beta$ составляет от 100 до 150 рэлей и около 300 рэлей для $\text{H}\alpha$. Это дает отношение от 2 до 3.

Интенсивность $\text{L}\alpha$ по измерениям Хикса и Чабба хо-

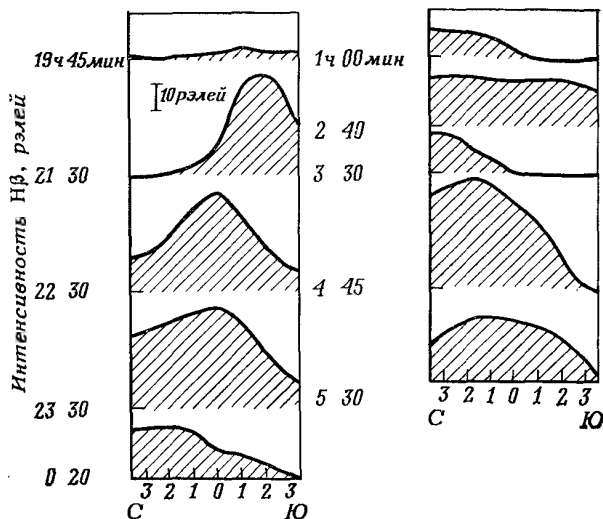


Рис. 3.4. Примеры широтного распределения водородной эмиссии протонного сияния для различного местного времени. Интенсивности приведены к зениту [37]. Штриховка на правой диаграмме соответствует наблюдению в период медленно меняющегося ионосферного поглощения.

рошо согласуется с приводимыми интенсивностями $H\alpha$, и отношение $L\alpha/H\alpha$ оказывается равным ≈ 10 (п. 3.2.4), тогда как значение $L\alpha/H\alpha$, полученное Кларком и Мецгером [19], неожиданно высокое.

3.3.4. Геометрия протонного полярного сияния. Самая обычная форма протонных полярных сияний, т. е. сияний, для которых отношение интенсивностей $\lambda 4709/H\beta$ близко к нижнему пределу, — довольно широкая дуга, вытянутая в направлении с востока на запад [28, 32, 36, 37, 53, 55, 63]. Протонная дуга очень широка в направлении с севера на юг от ≈ 3 до $\approx 10^\circ$ по широте, или от 300 до 1000 км. На рис. 3.4 приводятся типичные примеры широтного распределения водородной эмиссии. По-видимому, интенсивные линии водорода часто наблюдаются в диффузных пят-

нах, но отсутствуют в более или менее дискретных формах (ср. [55, 62]). Последний результат согласуется с теоретическими соображениями (п. 3.2.3).

Взаимосвязь между протонным и электронным полярными сияниями весьма сложна. В некоторых случаях сияние, очевидно, представляет собой чисто протонную дугу; в других случаях сияние, по-видимому, является результатом совместных протонных и электронных вторжений. Различные наблюдения отчасти противоречивы и трудны для приведения их к простой согласующейся картине. Подробное рассмотрение имеющихся наблюдений дано в работе [32]. Общая морфология протонного полярного сияния будет рассмотрена в следующем разделе.

Некоторые наблюдатели считают, что происходит уменьшение интенсивности линии водорода, когда полярное сияние становится активным; согласно другим сообщениям, имеет место увеличение ее интенсивности во время распада сияний, связанное с распространением по небу водородного излучения [33]. По наблюдениям на станции Сёва Бейз (70° S геомагнитной широты) [76] H α всегда предшествует излучению полос первой положительной системы и фазе распада.

3.3.5. Морфология протонного полярного сияния. Делались попытки построить водородный овал полярных сияний, при которых выяснилось, что появление и интенсивность линий водорода связаны с ориентированной на Солнце геомагнитной системой координат (п. 1.2.2). Построить такой овал трудно, поскольку большая часть используемого для этой цели наблюдательного материала получена отдельными наблюдателями независимо от других наблюдений. На основе имевшихся в его распоряжении данных Изер [32] построил овальную водородную зону с центром приблизительно в 25° от геомагнитного полюса на дневной стороне, сильно смещенную к полюсу на ночной стороне. Данные измерений на спутниках [71] потоков протонов находятся в приемлемом согласии с этим построением, но показывают двойной пик на дневной стороне, указывающий на то, что две части овала, расположенные на вечерней и утренней сторонах, не перекрываются или что овал расщепляется. Наземные измерения в Антарк-

тике [39] на ночной стороне также показали согласие с результатами Изера [32].

Всестороннее изучение морфологии водородной эмиссии по наземным измерениям выполнили Винс и Валланс Джонс [84]. Они рассмотрели водородную зону при различных уровнях магнитной активности на основании более чем 7500 спектрограмм линии $H\alpha$, полученных с 1964 по 1965 г. Вследствие характера наблюдений данные ограничены периодом 12 ч — с 18 ч 00 мин до 6 ч 00 мин местного геомагнитного времени. Обнаружено, что центр овала водородной эмиссии протонного сияния находится на несколько градусов ближе к экватору по сравнению с электронным овалом (отдельные сияния) до полуночи, и овалы пересекаются несколько ближе к полюсу после 1 ч 00 мин местного геомагнитного времени, как показано на рис. 3.5. Делбром ранее пришел к аналогичным результатам [28]. Он нашел систематическое смещение между протонными и электронными полярными сияниями, которое меняется в течение ночи так же, как описано в работе [84].

Средние зоны вторжения протонов и электронов значительно перекрываются. С усилением магнитной активности водородная зона распространяется к экватору и значительно увеличивается в максимуме интенсивности. Выше геомагнитной широты 70° интенсивность слабо зависит от геомагнитной активности. При низком уровне геомагнитной активности интенсивность линии водорода довольно симметрична относительно геомагнитной полуночи, тогда как при высоком уровне активности имеется максимум интенсивности, сильнее смещенный к экватору до полуночи. Спутниковые измерения излучения $L\alpha$ [18, 19] и $H\beta$ [25] находятся в хорошем согласии с данными наземных измерений. Данные работы [19] согласуются также с общей геомагнитной сопряженностью протонных полярных сияний в северном и южном полушариях. На рис. 3.5 показаны зоны $H\alpha$ и $\lambda 5577$ при высоком уровне геомагнитной активности [84]. При более низкой геомагнитной активности обе зоны перекрываются гораздо сильнее и расположены ближе к полюсу.

По наблюдениям в Антарктиде в течение 1967 г. было установлено [66], что протонные полярные сияния всегда возникают ближе к экватору, чем сильные отдельные элек-

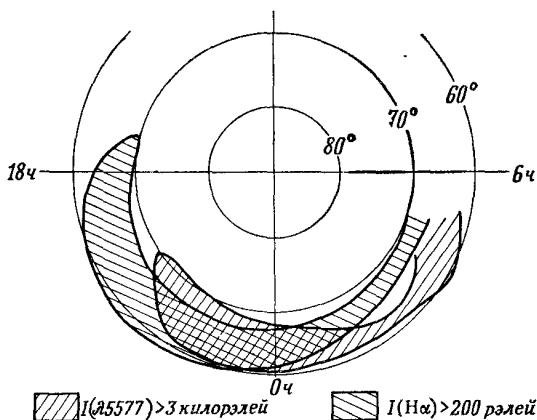


Рис. 3.5. Морфология эмиссий $H\alpha$ и $\lambda 5577$ с интенсивностями более 200 рэлей и 3 килорэлей соответственно при высоком уровне геомагнитной активности $K_p \geq 4$ (по данным [84]).

тронные полярные сияния. Однако в утренние часы этот эффект проявляется менее отчетливо, чем в вечерние, и, по-видимому, качественно согласуется с результатами Винса и Валланс Джонса [84] о том, что протонное сияние ближе к электронному в утренние часы, чем в полночь. Расхождение результатов, возможно, обусловлено вариациями размера овала протонных сияний по сравнению с овалом электронных сияний в зависимости от магнитной активности. Вероятно, протяженность овала протонных сияний несколько меньше, чем электронных при увеличении магнитной активности [26].

3.3.6. Доплеровские профили. Из рассмотрения в п. 3.2.6 очевидно, что по доплеровским профилям линий водорода можно изучать распределение протонов поpitch-углам и энергиям, однако серьезным препятствием является отсутствие основных данных. Но хотя детальная интерпретация для точного нахождения распределения по pitch-углам и энергиям все еще довольно сомнительна, регулярные наблюдения профилей линий водорода могут дать информацию о пространственных и временных изменениях этих свойств.

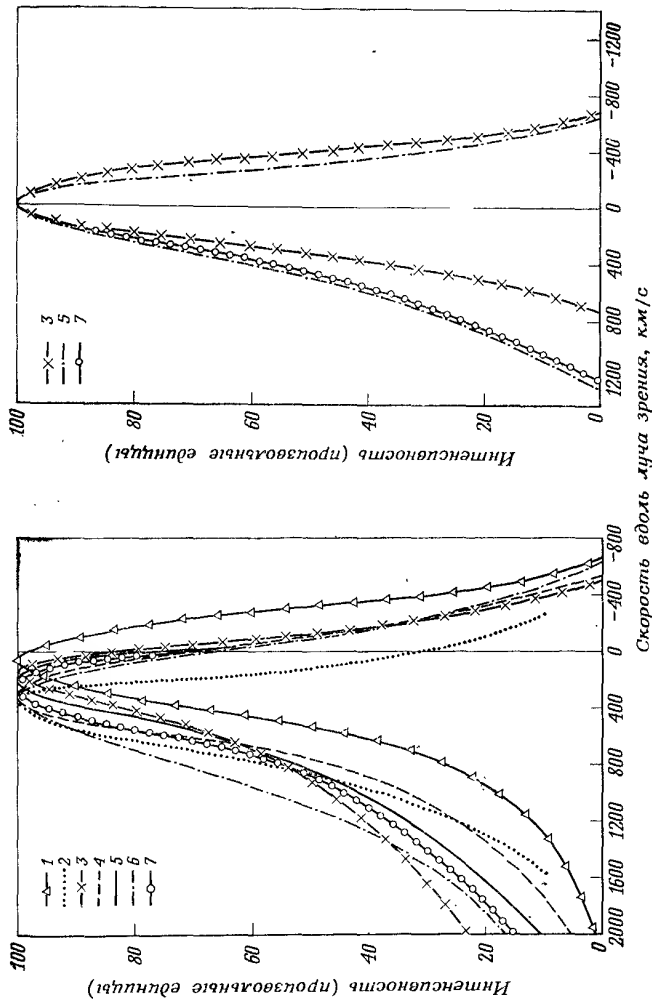


Рис. 3.6. Наблюдаемые профили линий водорода [32]. Слева — в магнитном зените: 1 — H α [52], 2 — H α [5], 3 — H α [17], 4 — H β [3], 5 — H β [7], 6 — H β [85], 7 — H β [46]; справа — в магнитном горизонте (только H β).

На рис. 3.6 представлено несколько наблюдавшихся профилей. Видно, что профили очень сходны по форме и что все профили, измеренные в одном и том же направлении, имеют примерно одинаковую полуширину. Доплеровская скорость 1000 км/с соответствует смещениям около 22 и 16 Å для линий H α и H β соответственно. Профили в магнитном горизонте имеют полуширины в шкале доплеровских скоростей около 700—800 км/с, профили в магнитном зените около 1000 км/с. Однако последние асимметричны и полуширины длинноволновой и коротковолновой частей составляют около -150 и $+850$ км/с соответственно. Небольшая асимметрия некоторых профилей в магнитном горизонте может быть обусловлена наложением других эмиссий. Анализ этой суперпозиции выполнен в [68].

Большинство наблюдений подтверждает точку зрения, что профили слабо меняются от одного сияния к другому. Однако некоторые наблюдения показывают, что иногда полуширина может значительно измениться в течение относительно короткого времени [6, 44, 46, 47, 52].

Рассмотрение наблюдаемых профилей удобно разделить на три части: 1) основная проблема распределений по энергиям и питч-углам, 2) проблема наблюдаемого красного смещения профиля в магнитном зените и 3) вариации ширины.

1. Общая интерпретация доплеровских профилей для определения их зависимости от распределений протонов по энергиям и питч-углам, как отмечалось выше, значительно затруднена ошибками в исходных данных. Изер [32] на основе ранних обзорных данных сделал вывод, что распределение энергии в виде $E^{-\alpha}$ при $1,4 < \alpha < 1,8$ или в виде $\exp(-E/E_0)$ при $E_0 \approx 7$ кэВ наилучшим образом согласуется с наблюдениями. Для распределения по питч-углам в виде $\cos^n \theta$ наилучшее значение n находится между -1 и $+2$.

Эти заключения базируются на сравнении с теорией и на довольно гипотетическом предположении, что распределения по питч-углам и энергиям не зависят друг от друга. Значение n в одних случаях основано на отношении $\bar{v}_x/\bar{v}_z$, которое дается уравнением (3.34), в других случаях — на более детальном сравнении с теорией. Как указывалось в п. 3.2.6, при $n = -1$ профиль в магнитном зените сов-

падает с половиной профиля в магнитном горизонте, поскольку тогда поток изотропен, а это, безусловно, не осуществляется. (Интенсивность изотропна при $n = 0$, п. 3.2.6.). Согласно приведенной в п. 3.2.6 модели, n почти равно нулю или положительно, причем последняя возможность наиболее вероятна [46].

Спутниковые данные показывают, что распределение по питч-углам изменяется с широтой [25]. Характерное для захваченных частиц распределение (соответствующее отрицательному n) наблюдалось к экватору от водородной дуги; эти протоны могли диссипировать из основного пучка вследствие перезарядки и процессов диффузии (п. 3.2.3).

Определенная трудность в интерпретации профилей состоит в следующем: если выбрать параметры так, чтобы теоретический профиль в магнитном зените соответствовал наблюдаемому, то у теоретического профиля в магнитном горизонте будут слишком длинные крылья и слишком резкий максимум в центре линии. Это противоречие можно устранить, введя предположение, что протоны высоких энергий имеют более узкое распределение по питч-углам, чем протоны низких энергий [46, 62]. Распределение по питч-углам с максимумом вблизи $\theta = 0^\circ$ для высокоэнергичных протонов уменьшило бы крылья в теоретическом профиле в магнитном горизонте и до некоторой степени снизило бы интенсивность в центре профиля в магнитном зените. Наоборот, сдвиг в распределении протонов низких энергий по питч-углам в сторону больших значений приводил бы к росту интенсивности в центре профиля в магнитном зените и уменьшению интенсивности в центре профиля в магнитном горизонте.

2. Профили линий водорода в магнитном зените неизменно указывают на существование излучения с длинноволновой (красной) стороны несмещенной линии. Это, безусловно, не инструментальный эффект, т. е. он не является следствием конечной инструментальной ширины линии. Поэтому эта смещенная в красную сторону часть излучения должна быть обусловлена атомами водорода, которые движутся вверх от наблюдателя.

Предполагалось [52, 85], что это красное смещение обусловлено фотонами, испускаемыми в других направлениях и затем рассеянными атмосферой в направлении

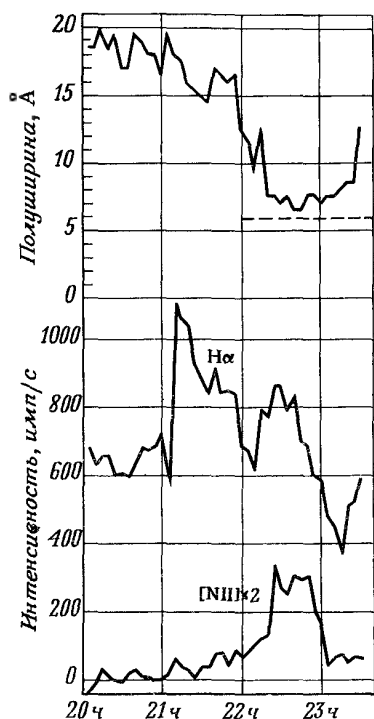


Рис. 3.7. Временные вариации доплеровской ширины и интенсивности эмиссии $H\alpha$ и интенсивности линии $[NII] 6584\text{\AA}$ [44]. Штриховой линией показана инструментальная полуширина. Время средневропейское.

наблюдателя. Однако это объяснение было отвергнуто [36] на том основании, что коэффициенты рассеяния недостаточно велики, чтобы обеспечить наблюдаемый эффект. Не было обнаружено также каких-либо поляризационных эффектов, которые следовали бы из этого механизма.

Рассеяние протонов в результате столкновений уже предлагалось в качестве важного механизма [1, 17]. Однако практически все рассеяние будет происходить в пределах углов меньше $0,2^\circ$, и даже многократное рассеяние протонов низкой энергии не могло бы объяснить наблюдаемое красное смещение, которое простирается до длин волн, соответствующих движущимся вверх атомам водорода с компонентой энергии, параллельной магнитному полю, около 1—3 кэВ.

Багаряцкий [1, 2] предположил, что красное смещение

может быть обусловлено протонами, отраженными в магнитной зеркальной точке, но ему не удалось описать наблюдаемый эффект теоретически для принятого распределения по питч-углам $\eta(\theta) \sim \cos^2\theta$. Изер [30], полностью учитывая уменьшение сечения силовой трубки магнитного поля с приближением к земле, заключил, что зеркальное отражение обеспечило бы необходимый эффект при условии, что распределение по питч-углам для протонов низких

энергий имеет максимум вблизи $70-90^\circ$, но приблизительно изотропно для меньших углов. Это заключение также согласуется с анализом Вайсберга [4] и качественно с аргументами, выдвинутыми выше.

Спутниковые данные пока не дали достаточно свидетельств за или против того, что такое распределение сохраняется постоянно. Шарп и др. [72] обнаружили изотропию с точностью до множителя 2 при помощи счетчиков частиц, ориентированных под углами 0 и 55° относительно магнитного поля, но этот результат плохо согласуется с анализом доплеровских профилей.

3. Вариации ширины доплеровского профиля, несомненно, существуют, хотя такие вариации обычно должны быть очень ограничены. Однако в некоторых случаях довольно большие и систематические вариации происходят в пределах ограниченных интервалов времени. Сообщалось об эпизодически наблюдаемых исключительно узких линиях водорода полярного сияния [44, 47, 52, 57]. Однако по наблюдениям в течение года в Антарктике [36] ни разу не было обнаружено узкой эмиссии $\text{H}\alpha$ в полярном сиянии, что, по-видимому, указывает на редкость этого явления. Было установлено [68], что узкие профили эмиссии $\text{H}\beta$ появляются во время фазы распада в полярных сияниях. Систематические вариации ширины профиля в магнитном горизонте линии $\text{H}\alpha$ в течение шести часов были отмечены в одном случае [46]. При этом профиль стал шире, чем обычно.

Некоторые из наблюдавшихся узких профилей эмиссии $\text{H}\alpha$ можно объяснить наложением излучения от Млечного Пути (см. [32]). В ряде областей ширина Млечного Пути составляет несколько градусов, и наблюдаемая интенсивность соответствует от 200 до 600 рэлей. Однако Харанг и Петтерсен [44] получили довольно убедительное доказательство в пользу узкой эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ в сиянии. Вблизи магнитного горизонта они наблюдали линию шириной менее $5 \text{ \AA}$ в течение 1 ч, причем зарегистрированная полуширина была около $7 \text{ \AA}$ при инструментальной полуширине $\approx 6 \text{ \AA}$. Их наблюдения показаны на рис. 3.7. Сравнивая эти данные с данными о галактической эмиссии $\text{H}\alpha$, полученными в 1965 г. [54], они заключили, что галактическое излучение не могло исказить измерения.

Другой важной особенностью этих наблюдений является усиление линии [NII] 6584 Å, появление которой, по-видимому, тесно коррелирует с узкой линией H α . Эта линия [NII] обычно не наблюдалась в сиянии, вероятно, вследствие того, что большое время жизни возбужденных атомов (около 4 мин, табл. 4.1) приводит к преобладающей роли гашения при столкновениях. Однако эта линия наблюдалась в сильнейшем красном сиянии 10 февраля 1958 г. [13]. Это сияние происходило на значительно большей высоте, чем обычные сияния, так как отношение интенсивностей двух линий кислорода $I(\lambda 6300)/I(\lambda 5577)$ было необычно высоким (п. 4.2.3). Таким образом, как узость линии H α , так и большая интенсивность линии $\lambda 6584$, наблюдавшиеся одновременно [44], указывают на большую высоту полярного сияния, обусловленного протонами низких энергий.

Даже в этом случае пока остается неясным, вызваны ли наблюдаемые вариации доплеровских профилей вариациями энергии или питч-углов или теми и другими вместе. Тем не менее патрульные наблюдения профилей H α и H β с земли могут дать ценную информацию о вариациях свойств вторгающихся протонов. Значение таких наблюдений возрастет, когда будет найдена более убедительная интерпретация.

Безусловно, широтные вариации в распределении по питч-углам, обусловленные диффузией частиц из основного пучка (пп. 3.2.3 и 3.3.1), могут обеспечить объяснение узких профилей, наблюдаемых в магнитном зените.

ЛИТЕРАТУРА

1. Багаряцкий Б. А., Астрон. ж., **35**, 101 (1958).
2. Багаряцкий Б. А., Астрон. ж., **35**, 495 (1958).
3. Вайсберг О. Л., Полярные сияния и свечение ночного неба, сер. «Результаты исследований МГГ», Изд-во АН СССР, **8**, 36 (1962).
4. Вайсберг О. Л., Геомагнетизм и аэрономия, **6**, 135 (1966).
5. Гальперин Ю. И., Planet. Space Sci., **1**, 57 (1959).
6. Гальперин Ю. И., Planet. Space Sci., **10**, 187 (1963).
7. Гальперин Ю. И., Юрченко О. Т., Полярные сияния и свечение ночного неба, сер. «Результаты исследований МГГ», Изд-во АН СССР, **9**, 24—30 (1962).

8. Евлашин Л. С., Геомагнетизм и аэрономия, **3**, 496 (1963).
9. Соловьев Е. С., Ильин Р. Н., Опарин В. А., Федоренко Н. В., Журн. эксперим. теор. физ., **42**, 659 (1962).
10. Шуйская Ф. К., Астрон. ж., **37**, 186 (1960).
11. Allison S. K., Rev. Mod. Phys., **30**, 1137 (1958).
12. Bates D. R., Walker J. C. G., Planet. Space Sci., **14**, 1367 (1966).
13. Belon A. E., Clark K. C., J. Atmosph. Terrest. Phys., **16**, 220 (1959).
14. Bless R. C., Liller W., Astron. J., **62**, 242 (1957).
15. Chamberlain J. W., Astrophys. J., **120**, 360 (1954).
16. Chamberlain J. W., Astrophys. J., **120**, 566 (1954).
17. Chamberlain J. W., Physics of the Aurora and Airglow, New York. Acad. Press, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
18. Chubb T. A., Hicks G. T., J. Geophys. Res., **75**, 1290 (1970).
19. Clark M. A., Metzger P. H., J. Geophys. Res., **74**, 6257 (1969).
20. Cospar Working Group IV: Cospar International References Atmosphere, North-Holland Publ. Co., 1965.
21. Dahlberg D. A., Anderson D. K., Dayton I. E., Phys. Rev., **164**, 20 (1967).
22. Dalgarno A., in Atomic and Molecular Processes, ed. D. R. Bates, Acad. Press, 1962. (Русский перевод: А. Далгарно, Атомные и молекулярные процессы, ред. Д. Бейтс, изд-во «Мир», М., 1964.)
23. Davidson G. T., J. Geophys. Res., **70**, 1061 (1965).
24. Deehr C. S., Univ. Alaska Sci. Rept., **10** (1961).
25. Deehr C. S., Gustafsson G. A., Omholt A., Anderson L., Egeland A., Borg H., Phys. Norvegica, **4**, 101 (1970).
26. Deehr C. S., Sten T. A., Egeland A., Omholt A., Phys Norvegica, **4**, 95 (1970).
27. De Heer F. J., Schutten J., Maustafa H., Physica, **32**, 1766 (1966).
28. Derblom H., The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, 1968, p. 63.
29. Eather R. H., J. Geophys. Res., **71**, 4133 (1966).
30. Eather R. H., J. Geophys. Res., **71**, 5027 (1966).
31. Eather R. H., J. Geophys. Res., **72**, 4602 (1967).
32. Eather R. H., Rev. Geophys., **5**, 207 (1967).
33. Eather R. H., The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, 1968.
34. Eather R. H., in Atmospheric Emission, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold, 1969.
35. Eather R. H., Burrows K. M., Austral. J. Phys., **19**, 309 (1966).
36. Eather R. H., Jacka F., Austral. J. Phys., **19**, 241 (1966).
37. Eather R. H., Sandford B. P., Austral. J. Phys., **19**, 25 (1966).
38. Francis R. J., M. Sc. thesis, Mawson Institute for Antarctic Research, Univ. of Adelaide, South Australia, 1967.
39. Francis R. J., Jacka F., J. Atmosph. Terrest. Phys., **31**, 321 (1969).
40. Gartlein C. W., Trans. Amer. Geophys. Union, **31**, 7 (1950).
41. Gartlein C. W., Phys. Rev., **81**, 463 (1951).

42. Gartlein C. W., *Nature*, **167**, 277 (1951).
43. Gartlein C. W., Sprague G., *J. Geophys. Res.*, **62**, 521 (1957).
44. Harang O., Pettersen H., *Planet. Space Sci.*, **15**, 1599 (1967).
45. Hunten D. M., *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **7**, 141 (1955).
46. Johansen O. E., Omholt A., *Planet. Space Sci.*, **11**, 1223 (1963).
47. Malville J. M., *Planet. Space Sci.*, **2**, 130 (1960).
48. McNeal R. J., Clark D. E., *J. Geophys. Res.*, **74**, 5065 (1969).
49. Meinel A. B., *Astrophys. J.*, **113**, 50 (1951).
50. Miller J. R., Shepherd G. G., The Birkeland Symposium on Magnetic Storms, eds. J. Holter, A. Egeland, 1968, p. 359.
51. Miller J. R., Shepherd G. G., *J. Geophys. Res.*, **74**, 4987 (1969).
52. Montalbetti R., *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **14**, 200 (1959).
53. Montalbetti R., McEwen D. J., *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. A-1, 212 (1962).
54. Montbriand L. E., Tinsley B. A., Vallance Jones A., *Canadian J. Phys.*, **43**, 782 (1965).
55. Montbriand L. E., Vallance Jones A., *Canadian J. Phys.*, **40**, 1401 (1962).
56. Montbriand L. E., Vallance Jones A., *Canadian J. Phys.*, **41**, 1393 (1963).
57. Montbriand L. E., Vallance Jones A., *Canadian J. Phys.*, **44**, 3259 (1966).
58. Murray I. S., Young S. J., Sheridan J. R., *Phys. Rev. Letters*, **16**, C 559 1 (1966).
59. Nakamura J., *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. A-1, 227 (1962).
60. Omholt A., *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **9**, 18 (1956).
61. Omholt A., *Astrophys. J.*, **126**, 461 (1957).
62. Omholt A., *Geofys. Publikasjoner*, **20**, № 11 (1959).
63. Omholt A., Stoffregen W., Derblom H., *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **24**, 203 (1962).
64. Osterbrook D. E., *Science*, **131**, 353 (1960).
65. Philpot J. L., Hughes R. H., *Phys. Rev.*, **133**, 107 (1964).
66. Rees M. H., Benedict P. C., *J. Geophys. Res.*, **75**, 1763 (1970).
67. Rees M. H., Deehr C. S., *Planet. Space Sci.*, **8**, 49 (1961).
68. Romick G. J., Stringer W. J., Annual Report, Geophysical Institute, Univ. of Alaska, 1969.
69. Sandford B. P., *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **26**, 749 (1964).
70. Schardt A. W., Opp A. G., *Rev. Geophys.*, **7**, 799 (1969).
71. Sharp R. D., Carr D. L., Johnson R. G., *J. Geophys. Res.*, **74**, 4618 (1969).
72. Sharp R. D., Shea M. F., Shook G. B., Johnson R. G., *J. Geophys. Res.*, **72**, 227 (1967).
73. Shepherd G. G., Lake C. W., Miller J. R., Cogger L. L., *Appl. Opt.*, **4**, 267 (1965).
74. Srivastava B. N., Mirza I. M., *Phys. Rev.*, **176**, 137 (1968).
75. Stoffregen W., Derblom H., *Planet. Space Sci.*, **9**, 711 (1962).
76. Tsuruda M., Kaneda E., Rep. Ionosph. Space Res. Japan, **22**, 289 (1968).
77. Tuan R. F., *Astrophys. J.*, **136**, 283 (1962).
78. Vegard L., *Nature*, **144**, 1089 (1939).
79. Vegard L., *Geofys. Publikasjoner*, **12**, № 14 (1939).

80. *Vegard L.*, Proc. I. U. G. G. Conf., Oslo, 1948.
81. *Vegard L.*, Geofys. Publikasjoner, **19**, № 9 (1956).
82. *Vegard L.*, *Kvifte G.*, Geofys. Publikasjoner, **18**, № 3 (1951).
83. *Wax R. L.*, *Bernstein W.*, J. Geophys. Res., **75**, 783 (1970).
84. *Wiens R. H.*, *Vallance Jones A.*, Canadian J. Phys., **47**, 1493 (1969).
85. *Zwick H. H.*, *Shepherd G. G.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **25**, 604 (1963).

Оптический спектр полярного сияния

4.1. Описание

4.1.1. Введение. Оптический спектр полярного сияния характеризуется многочисленными эмиссионными линиями и полосами атомарных и молекулярных азота и кислорода, как нейтральных, так и однократно ионизованных. Кроме того, иногда наблюдаются линии натрия и гелия, а в протонных сияниях присутствуют водородные линии. Более или менее успешные попытки отождествить различные линии и полосы в спектре сияния делались в течение почти столетия. Эти исследования стали особенно быстро развиваться в 50-х годах, когда появились усовершенствованные спектрографы. Подробное описание оптического спектра в области длин волн примерно от 3300 до 11 000 Å дано Чемберленом [12]. С тех пор прибавилось мало новой информации об этой области длин волн. Однако наблюдения с ракет и спутников расширили наши знания об ультрафиолетовой области спектра, и были получены данные об инфракрасной области.

Для физической интерпретации спектра с точки зрения механизмов возбуждения важно не только отождествить линии и полосы, но и определить их интенсивности. Однако интенсивность трудно измерить с высокой точностью из-за излишней чувствительности методов калибровки. Другая трудность, связанная с измерениями интенсивности, состоит в том, что структура полярного сияния часто препятствует правильной интерпретации. Любой прибор, предназначенный для наблюдения свечения сияний, неизбежно интегрирует весь свет, излучаемый в пределах объема пространства, охватываемого полем зрения прибора вдоль луча зрения. Поэтому трудно, а часто невозможно

привязать измерения интенсивности к отдельным точкам сияния. По этим причинам измерения интенсивности слабых эмиссий очень малочисленны и только указывают на существование эмиссий, а измерения более сильных эмиссий все еще в значительной степени ненадежны.

Здесь при описании спектра ограничимся сведениями, представляющими интерес для физики полярного сияния. Например, наблюдаются ли какие-либо отдельные разрешенные линии кислорода или азота с определенной интенсивностью, часто не представляет большого интереса. Однако представляет интерес тот факт, что разрешенные линии в спектре в общем показывают, что атомарные кислород и азот возбуждаются до наиболее низких термов.

4.1.2. Спектр полярного сияния. Оптический спектр полярного сияния, наблюдавшийся до настоящего времени, приведен на рис. 4.1—4.7. На этих рисунках показаны наиболее важные из отождествленных атомарных линий и молекулярных полос.

Отождествления, представленные на рис. 4.1—4.6, считаются достоверными. На фотографиях указаны положения нескольких линий, которые на снимках не видны. Область, которая доступна непосредственным наблюдениям с земли при помощи спектрографов с высоким разрешением и обычными фотографическими методами, т. е. область от ≈ 3300 до ≈ 9000 Å, наблюдалась с самым высоким разрешением. Наиболее подробные данные об этой области можно найти в книге Чемберлена [12] и в ряде статей Вегарда и его сотрудников, ссылки на которые приводятся в библиографии [12]. Большое число линий и отождествлений дается в [52], хотя многие из наиболее слабых эмиссий, на существование которых в спектре сияния указано в этой работе, не вполне надежны. Точные длины волн не приводятся на рисунках. Они даны в [12] или могут быть найдены в соответствующих справочниках (например, [66] для атомных линий). Недавно опубликована библиография по вероятностям атомных переходов [38].

4.1.3. Запрещенные атомарные эмиссионные линии. Эмиссионные линии наблюдались для всех возбужденных метастабильных состояний основных конфигураций нейтральных и однократно ионизованных атомов азота и кислорода.

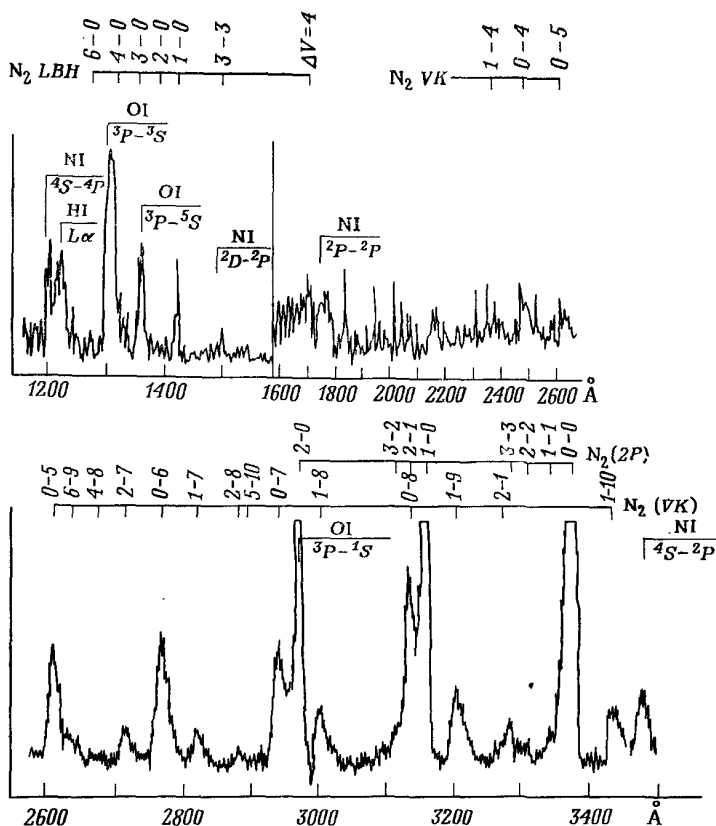


Рис. 4.1. Ультрафиолетовый спектр полярного сияния. Разрешенные линии OI и NI принадлежат переходам $2p \rightarrow 3s$. Следует иметь в виду изменение масштаба вдоль оси абсцисс начиная с длины волны около $1600 \text{ \AA}$.

Чаще всего наблюдаются эмиссии в результате переходов $^1D \rightarrow ^1S$ ($5577 \text{ \AA}$) и $^3P \rightarrow ^1D$ (6300 и $6364 \text{ \AA}$) атомарного кислорода и переходов $^2D \rightarrow ^2P$ ($10\,395$ и $10\,404 \text{ \AA}$) и $^4S \rightarrow ^2P$ ($3466 \text{ \AA}$) атомарного азота.

Эти так называемые запрещенные линии представляют особый интерес по нескольким причинам. 1. Некоторые из

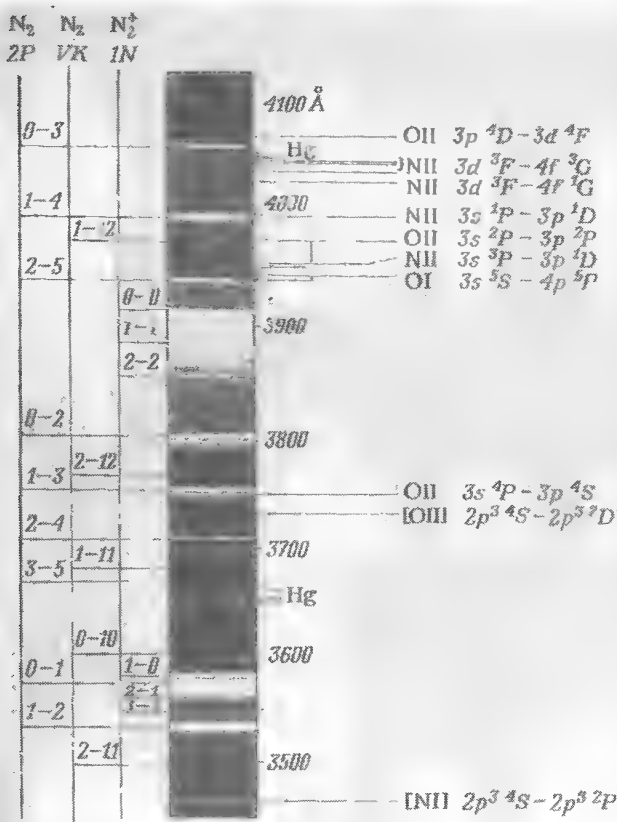


Рис. 4.2.—4.6. Спектр полярных сияний от 3400 до 8800 Å. Все показанные отождествления надежны. Несколько линий и полос, которые не видны на этих отдельных спектрах, отождествлены и их положение указано [12, 52, 60].

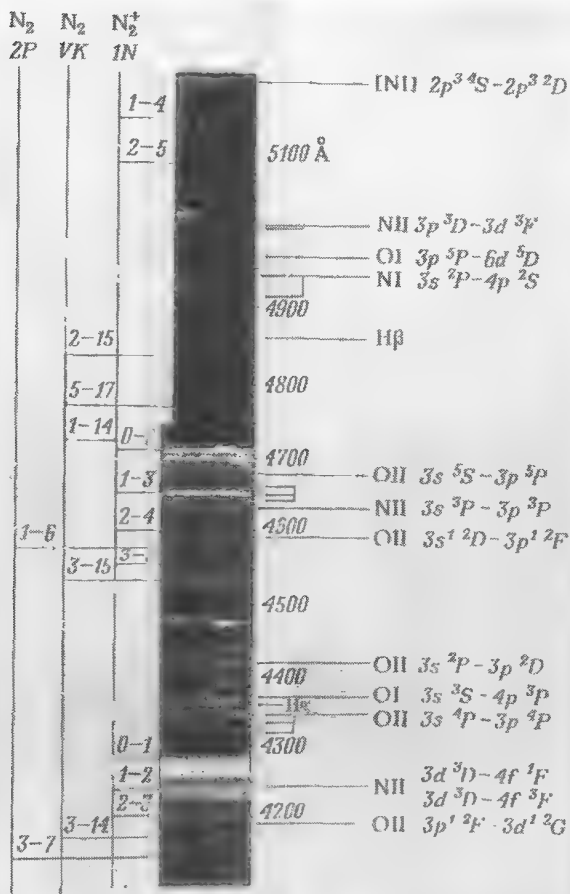


Рис. 4.3.

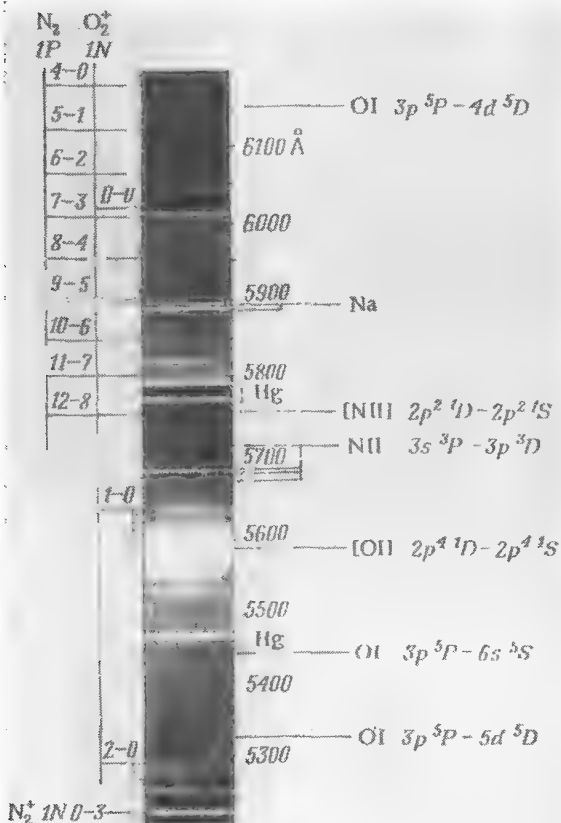


Рис. 4.4.

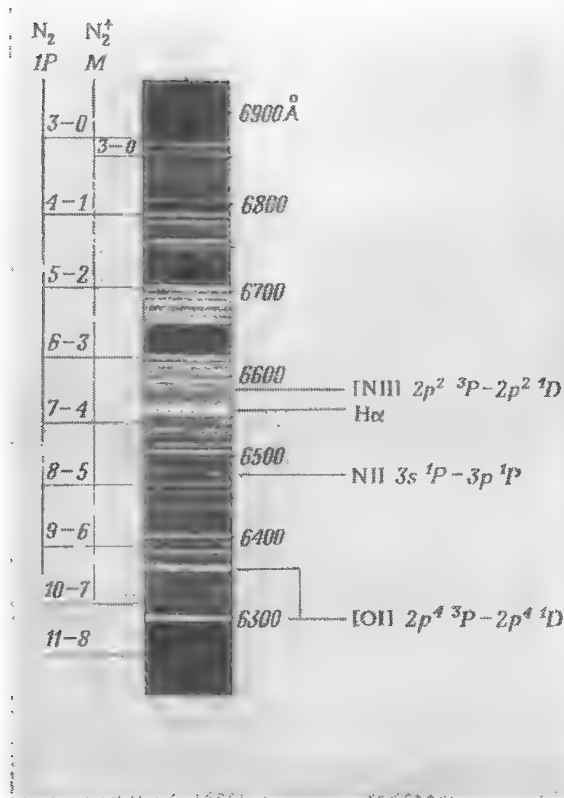


Рис. 4.5.

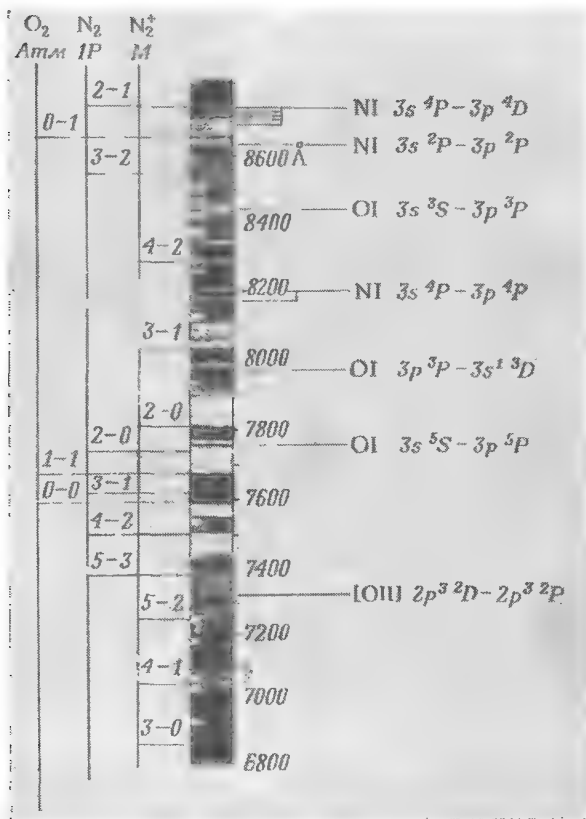


Рис. 4.6.

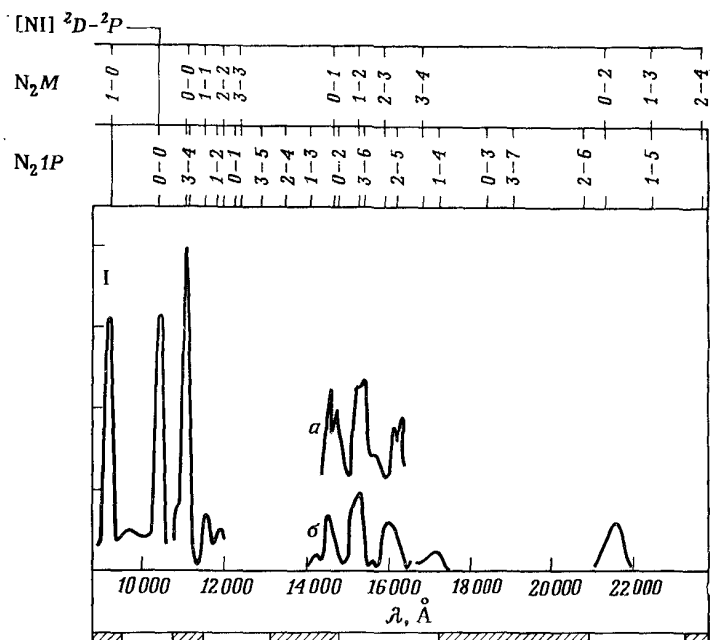


Рис. 4.7. Инфракрасный спектр полярного сияния по Чемберлену [12] и Валланс Джонсу [59]. Предсказанные полосы N_2 показаны наверху. Полосы (2—2), (3—3), (4—4) и (5—5) первой положительной системы N_2 ($1P$) лежат в более коротковолновой области, чем полоса (0—0), между 9200 и 9900 $\text{\AA}$. Заштрихованные полосы вдоль нижней части рисунка соответствуют области длин волн, где поглощение, вызванное парамн воды в атмосфере, значительно искажает распределение интенсивностей, наблюдаемое с земли. Видно явное различие распределений интенсивностей полос первой положительной системы (кривая a) и полос Мейнела (кривая b). Деталь около 10 400 $\text{\AA}$ в основном обусловлена линией $[NI]$, а около 11 100 $\text{\AA}$ — полосой (0—0) системы Мейнела (см. [23]).

них (особенно 5577, 6300 и 6364 $\text{\AA}$) имеют умеренную интенсивность и легко измеряются. 2. Имеются теоретические данные, чтобы сопоставить интенсивности эмиссий с характеристиками возбуждающих частиц. 3. Для метастабильных атомов весьма важны дезактивирующие столкновения, в

Таблица 4.1

Запрещенные атомарные линии, отождествленные в спектрах полярных сияний [66] (см. также библиографию к табл. 5.3)

Атом	Мультиплет	Потенциал возбуждения, эВ	J	Время жизни возбужденного состояния, с	λ , Å
N	$2p^3\ ^2D^0—2p^3\ ^2P^0$	3,56	$5/2—$	12	10 395,4
N	$2p^3\ ^4S^0—2p^3\ ^2P^0$	3,56	$3/2—$		10 404,1
N	$2p^3\ ^4S^0—2p^3\ ^2D^0$	2,37	$3/2—3/2$	$9 \cdot 10^4$ (26 ч)	3 466,4
			$3/2—5/2$		5 198,5
N ⁺	$2p^2\ ^1D—2p^2\ ^1S$	4,04	2—0	0,9	5 754,8
N ⁺	$2p^2\ ^3P—2p^2\ ^1D$	1,89	2—2	250	6 583,6
O	$2p^4\ ^1D—2p^4\ ^1S$	4,17	2—0	0,74	5 577,35
O	$2p^4\ ^3P—2p^4\ ^1S$	4,17	1—0		2 972,3
O	$2p^4\ ^3P—2p^4\ ^1D$	1,96	2—2	110	6 300,23
			1—2		6 363,88
O	$2p^4\ ^3P—2p^3\ 3s\ ^5S$		2—2	$6 \cdot 10^{-4}$	1 355,61
			1—2		1 358,52
O ⁺	$2p^3\ ^2D^0—2p^3\ ^2P^0$	5,00	$5/2—1/2$	5	7 318,6
			$5/2—3/2$		7 319,4
			$3/2—1/2$		7 329,9
			$3/2—3/2$		7 330,7
O ⁺	$2p^3\ ^4S^0—2p^3\ ^2D^0$	3,31	$3/2—3/2$	$1,3 \cdot 10^4$ (3,6 ч)	3 726,16
			$3/2—5/2$		3 728,91

результате которых энергия переносится к другим атомам и молекулам.

Наблюдаемые линии приведены в табл. 4.1 и подробно рассмотрены в гл. 5.

4.1.4. Разрешенные атомарные линии излучения. В табл. 4.2 приведены группы переходов*, наблюдаемые в спектрах полярного сияния, а также приближенные значения потенциалов возбуждения и длин волн или область длин волн эмиссий, обусловленных каждой отдельной

* Группа переходов включает все переходы между энергетическими уровнями, соответствующими одной электронной конфигурации, и энергетическими уровнями другой электронной конфигурации.

группой переходов. Как можно было бы ожидать, большинство эмиссий атомарных и однократно ионизованных атомарных азота и кислорода принадлежит нижним одноэлектронным конфигурациям. В случае O и O^+ также имеют место переходы из двухэлектронных конфигураций (с исходной конфигурацией трех или двух электронов $2p$ в возбужденном состоянии и внешним электроном также в возбужденном состоянии).

Могут наблюдаться линии с более высоко возбужденных или других двухэлектронных состояний, но предсказываемые теоретически интенсивности слишком малы, чтобы их можно было бы наблюдать над уровнем шума и фонового непрерывного свечения (звездный и посторонний свет) или других излучений.

Имеется также предварительное отождествление линий дважды ионизованных кислорода и азота. Уоллес [67] утверждает, что он наблюдал линии 3760 и 4379 Å, которые можно отождествить с переходами в ионах O^{++} и N^{++} соответственно. Вегард с сотрудниками (см. [63]) также наблюдал линию N^{++} . Без сомнения двукратная ионизация и возбуждение атомов кислорода и азота могут происходить в полярном сиянии, но в очень малой степени.

Линии водорода присутствуют в сияниях, вызываемых протонами, и рассмотрены в гл. 3. Иногда наблюдались линии гелия; мультиплет 10 830 Å ($^3S - ^3P$) был зарегистрирован в освещенном Солнцем полярном сиянии, а мультиплет 5876 Å ($^3P - ^3D$) в редких случаях ночью. Эти эмиссии рассмотрены в разд. 5.5, где приводится соответствующая библиография.

Вегард (см. [64]) и Хантен [28] наблюдали в сияниях дублет натрия 5890 и 5896 Å. Дублет является постоянной составляющей свечения ночного неба, и принадлежность его к полярному сиянию вызывала сомнения, пока Дерблом [14] не провел убедительные наблюдения. Безусловно, эта эмиссия иногда усиливается в полярном сиянии (п. 5.1.2).

4.1.5. Молекулярные эмиссионные полосы. Системы молекулярных полос, отождествленных в спектре полярного сияния, показаны на рис. 4.1—4.7, и все переходы перечислены в табл. 4.3.

Разрешенные атомарные переходы, отождествленные в спектре полярного сияния

Атом	Исходный терм	Переход	Потенциал возбуждения ^а , эВ	Область или длина волны
N ⁶⁾	2s ² 2p ² (³ P)	2p — 3s 3s — 3p 3s — 4p	10,5 11,8 13,1	Ультрафиолетовая Инфракрасная Синяя
N ⁺ 6)	2s ² 2p (² P)	3s — 3p 3p — 3d 3d — 4f	21 23 26	Фиолетовая — красная Синяя — зеленая Фиолетовая
O ⁶⁾	2s ² 2p ³ (⁴ S)	2p — 3s 3s — 3p 3s — 4p 3s — 5p 3p — 4d 3p — 5s 3p — 4d 3p — 5d 3p — 6s 3p — 6d (⁴ S) 3p — (² D) 3s'	9,5 10,8 12,3 12,8 12,8 12,6 12,7 13,1 13,0 13,2 12,5	Ультрафиолетовая Красная — инфракрасная Фиолетовая Ультрафиолетовая Красная » » Зеленая » Синяя »
O ⁺ 6)	2s ² 2p ³ (² D)			Синяя — фиолетовая
	2s ² 2p ² (³ P)	3s — 3p 3p — 3d 3s' — 3p' 3p' — 3d'	26 29 28,5 31	То же » » Фиолетовая
	2s ² 2p ² (¹ D)			

Атом	Исходный терм	Переход	Потенциал возбуждения ^{а)} , эВ	Область или длина волны
H ^{в)}		2—3 (H α) 2—4 (H β) 2—5 (H γ)	12,0 12,7 13,0	6563 Å 4861 Å 4340 Å
He ^{г)}	1s (² S)	2s ³ S — 2p ³ P 2p ³ P — 3d ³ D	20,9 23,1	10830 Å 5876 Å
Na ^{г)}	2p ⁶ ¹ S	3s ² S — 3p ² P	2,1	5890 и 5896 Å

а) Над основным состоянием нейтрального атома.

б) См. подробности в [12].

в) См. гл. 3.

г) См. текст.

Молекулярные переходы, озождествленные в спектре полярного сияния

Молекула	Переход	Потенциал возбуждения ^{а)} , эВ	Область спектра	Система полос
N ₂	$A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$	6,2	Синяя — ультрафиолетовая	Вегарда — Каплана
	$B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$	7,4	Красная — инфракрасная	Первая положительная
	$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$	11,1	Синяя — ультрафиолетовая	Вторая положительная
	$a^1\Pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$	8,6	Ультрафиолетовая	Лаймана — Бирджа — Хопфилда
N ₂ ⁺	$A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$	16,7	Красная — инфракрасная	Мейнела
	$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$	18,7	Синяя — ультрафиолетовая	Первая отрицательная
O ₂	$b^1\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-$	1,6	Красная — инфракрасная	Атмосферная
	$a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$	1,0	Инфракрасная	Инфракрасная атмосферная ^{б)}
O ₂ ⁺	$B^4\Sigma_g^- \rightarrow A^4\Pi_u$	18,0	Зеленая — красная	Первая отрицательная

а) Относительно основного состояния нейтральной молекулы.

б) Полоса (0—0) 12 700 Å наблюдалась с ракет [34], аэролатов и самолетов [32, 34, 41].

Наиболее интенсивные системы полос соответствуют разрешенным переходам. В видимой части спектра преобладают первая и вторая положительные системы полос N_2 и первая отрицательная система полос N_2^+ , полосы Мейнела N_2^+ доминируют в красной и ближней инфракрасной областях спектра, а полосы Лаймана—Бирджа—Хопфилда N_2 — в ультрафиолетовой области. Последняя система полос разрешена только для магнитнодипольных переходов, но вероятность такого перехода довольно высока $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ [68], и дезактивация столкновениями не возможна. Система полос N_2 Вегарда—Каплана и полосы атмосферной системы кислорода O_2 , которые обусловлены запрещенными переходами, обычно присутствуют, но их интенсивность меняется в значительных пределах по сравнению с другими основными эмиссиями. Запрещенная инфракрасная система полос атмосферного кислорода O_2 ранее была предположительно включена в список эмиссий сияний [12], но маловероятно, чтобы она была видна в спектре, полученном с земли [59]. Однако полоса $(0-0) \lambda 12\,700 \text{ \AA}$, которая сильно поглощается в атмосфере [19], по наблюдениям с ракет [34], а также с аэростатов и самолетов [32, 34, 41] имела большую интенсивность.

Первая отрицательная система полос O_2^+ слабая, но присутствует постоянно и в большинстве случаев легко наблюдается в полярных сияниях на малых высотах.

Время от времени чрезвычайно слабые спектральные детали предварительно отождествлялись с другими системами полос. Реми и др. [52] производили систематический поиск таких деталей и установили, что нельзя исключить присутствие некоторых других систем полос, таких, как полосы N_2 Голдштейна—Каплана, второй отрицательной системы полос N_2^+ , β -системы NO и различных систем NH , а также усиления полос OH . Однако ни одну из этих систем полос нельзя считать уверенно отождествленной, и они так слабы, что очень мало физической информации можно извлечь из самого факта их присутствия или их интенсивности. Усиление ночной эмиссии OH в инфракрасной области во время сияния не обнаружено [24].

4.1.6. Распределение интенсивности в спектре. Интенсивности различных линий и полос в спектре сияния пред-

ставляют интерес не только для отождествления, но и для изучения основных процессов. По мере того как в результате теоретических и лабораторных исследований растет объем знаний о различных процессах возбуждения и деактивации, спектральные интенсивности дают все больше информации. К сожалению, как указывалось в п. 4.1.1, измерения интенсивности все еще далеко не удовлетворительны. Однако о самых сильных эмиссиях начинают накапливаться ценные данные.

Примерно до 1953 г. фотографические спектры были единственным средством получения распределений интенсивности в спектре полярного сияния. Вегард с сотрудниками [62, 63] нашли распределения интенсивности большого числа линий и полос. Нужно отметить, что эти распределения интенсивности имели большие погрешности, как часто бывает при фотографических измерениях. Различия между спектрами сияний и спектрами сравнения (линейчатый спектр с длинной экспозицией сравнивался с непрерывным спектром с короткой экспозицией) и неопределенностью в спектральном распределении калибровочной лампы также являются важными источниками ошибок. Сравнение с последними фотометрическими данными подтверждает это. Тем не менее такие измерения были очень ценны при отождествлении. Петри и Смолл [48—50] провели обширные измерения интенсивности в спектре сияния, однако полученные интенсивности нельзя считать очень точными.

Применение фотоэлектрических приемников излучения (фотоумножителей) произвело революцию в измерениях интенсивности в спектре полярного сияния. Хантен использовал сканирующий фотоэлектрический фотометр для исследования сияний и показал, что можно производить надежные измерения интенсивностей [27]. С тех пор фотоумножители являются основным прибором для измерений интенсивности (см., например, [29]). Они сделали доступными для измерений инфракрасную (см. [30, 59]) и ультрафиолетовую (см. [20]) области спектра. Однако даже с этими приборами не удастся избежать значительных неопределенностей; в частности, ошибки связаны со стандартными источниками для калибровки. Вследствие того что трудно достичь высокой точности, все еще имеет место

Распределение интенсивностей в обычных полярных сияниях

Таблица 4.4

Атом или молекула	Эмиссия	Относительная интенсивность	Ссылка	Теоретическая интенсивность, см. табл. 5.1а)
N	$4S-4P \lambda 1200$	3—5	[7, 8, 20,	
	$2D-2P \lambda 1493$	3	26, 36, 45] ^{б)}	
	$2D-2P \lambda 10400$	100	[12]	
	$4S-3P \lambda 3466$	5	[12]	
	$4S-2D \lambda 5199$	1	[12]	
	$1D-1S \lambda 5577$	100	[11] ^{в)}	50
O	$3P-1D \lambda 6300$ и 6364	20—100	[12, 60] ^{г)}	450
	$3P-5S \lambda 1356$	≈ 5	[7, 8, 20,	45
	$3P-3S \lambda 1304$	50—100	26, 36, 45] ^{б)}	90
	$5S-5P \lambda 7773$	5—12 } 10—25 } Отношение 0,5	[43, 47]	2
	$3S-3P \lambda 8446$		[43, 47]	40
	$B-A$ первая положительная система полос	500—2400	[56, 59, 60]	600
N ₂				

N_2^+	С — В вторая положительная система полос	5 ^с —400	[60]	100
	а — X полосы Лаймана — Бирджа — Хопфилда	50—100	[36, 45] ^{б)}	650
	А — X полосы Вегарда — Каплана	≈100	[12] ^{д)}	1300
	А — X полосы Мейнела	700—2000	[56, 59, 60]	350
	В — X первая отрицательная система полос	80—100	е)	80
O_2	а — X инфракрасная атмосферная полоса (0—0)	10 ⁴ —10 ⁵	[34, 41]	2300
	б — X атмосферная полоса (0—0)	≈200	[34, 41]	6
O_2^+	В — А первая отрицательная система полос	40—100	[56, 60]	70

а) Нормирована к интенсивности первой отрицательной системы полос.

б) Неуверенно

в) Все другие интенсивности нормированы к λ 5377. Заметим, что отношение I (λ 5577)/ I (λ 3914) = 2 использовано в этой таблице для дальнейшего нормирования.

г) Сильно изменяющаяся (см. также п. 4.2.3 и гл. 5).

д) Очень неуверенно.

е) Принятая 2,0 как наиболее общее значение для отношения I (λ 5577)/ I (λ 3914) (п. 4.2.2).

серьезный недостаток данных, особенно о наиболее слабых эмиссиях.

В табл. 4.4 приведены приближенные интенсивности некоторых важных линий и полос.

Для рассмотрения процессов возбуждения спектра сияния важно знать детальное распределение интенсивности в каждой молекулярной системе полос. Некоторые такие измерения были проведены и будут подробно описаны в п. 5.3.2 и в гл. 7.

4.2. Локальные вариации в спектре

4.2.1. Введение. Под локальными вариациями в спектре подразумеваются вариации, которые связаны с высотой излучения или его относительным положением в пределах формы сияния. Большинство резко выраженных вариаций в спектре сияния, по-видимому, обусловлено вариациями его высоты. Это предположение согласуется с современными представлениями об основных процессах возбуждения. Электроны или протоны данной энергии отдают свою энергию в ограниченной области высот в атмосфере, следовательно, возбуждение на определенной высоте в значительной степени вызывается электронами или протонами в ограниченном интервале энергий. Вид частицы и ее удельная энергия наряду с атмосферной плотностью и составом определяют спектральные характеристики.

Спектральные различия, которые замечены между сияниями разных типов, также, вероятно, обусловлены высотными вариациями. Считают, что сияния типа *A* и красные дуги, относящиеся к красным полярным сияниям с сильными красными линиями [OI], возникают на больших высотах, тогда как сияния типа *B*, характеризующиеся сильной красной нижней границей, образуются очень низко в атмосфере (от 70 до 90 км).

Следовательно, наиболее вероятно, что различные спектральные типы сияний представляют собой только крайние спектральные характеристики, непрерывно изменяющиеся с высотой. Поэтому мы не будем подробно рассматривать отдельные типы полярных сияний, а опишем высотные вариации спектра в самых общих чертах.

Хотя были отмечены и наблюдались важные спектральные вариации с высотой и в горизонтальном направлении, трудно было получить хорошие количественные измерения по нескольким причинам. Одной из них является сложная структура полярного сияния, наряду с тем что наблюдатель с земли автоматически интегрирует эмиссию вдоль луча зрения своего прибора. Параллактические наблюдения форм сияния, проводимые в отдельных спектральных линиях, затруднительны, и до последнего времени не было достигнуто какого-либо успеха.

Другая причина заключается в сравнении эмиссий в разных спектральных областях. Количественные измерения спектральных интенсивностей очень трудоемки, и даже относительные измерения сильно подвержены погрешностям калибровки, когда разность длин волн велика.

Наконец, атмосферные рассеяние и поглощение в значительной степени искажают распределение интенсивности, особенно в коротковолновом диапазоне, где сильно рэлеевское рассеяние, и в инфракрасной области, где преобладает поглощение. Учет рассеяния и поглощения компонентами воздуха, содержание которых переменное, всегда труден. Астрономические таблицы атмосферной экстинкции пригодны только для точечных источников. В случае протяженного источника свет, который рассеивается из пучка, частично компенсируется светом от других частей источника, рассеянным в пучок. Что касается сияния, даже покрывающего все небо, то видимое ослабление вследствие рассеяния, уменьшается примерно наполовину, так как в целом около половины рассеянного света уходит вверх и приблизительно столько же направлено вниз. Вследствие вариаций содержания водяного пара, пыли и других (часто искусственных) загрязнений рассеяние и поглощение могут значительно изменяться со временем.

По этим причинам многие представленные здесь данные лишь качественные, и настоятельно необходимы более надежные количественные измерения.

4.2.2. Отношение интенсивностей линии $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы полос. Отношение интенсивностей зеленой линии кислорода $[\text{OI}] \text{ } ^1\text{D} - ^1\text{S } \lambda 5577 \text{ \AA}$ и первой отрицательной системы полос N_2^+ весьма важно.

Эти две эмиссии имеют сильно различающиеся потенциалы возбуждения. Потенциал возбуждения $O(^1S)$ равен 4 эВ, если возбуждение происходит с уровня $O(^3P)$, и 9 эВ, если атом возбуждается посредством диссоциации O_2 (пп. 5.1.1 и 5.3.1). Потенциал возбуждения первой отрицательной системы полос составляет около 19 эВ. Поэтому отношение скоростей возбуждения должно быть чувствительным к изменениям условий возбуждения. Наиболее интенсивными и важными полосами первой отрицательной системы являются $(0-0)$ $\lambda 3914 \text{ \AA}$, $(0-1)$ $\lambda 4278 \text{ \AA}$ и $(0-2)$ $\lambda 4709 \text{ \AA}$.

Вариации отношения интенсивностей $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы важно знать, поскольку обе эмиссии широко используются для оценки активности полярных сияний и патрульных наблюдений общей интенсивности сияния как самые сильные и легче всего наблюдаемые. Если их относительная интенсивность изменяется систематически или беспорядочно, то необходимо это знать, прежде чем сравнивать различные ряды наблюдений.

Обычно принимается, что рассматриваемое отношение практически постоянно (в пределах $\pm 50\%$) в обычных полярных сияниях. Хотя трудности, связанные с абсолютной калибровкой, приводят к большим расхождениям результатов разных авторов, каждый отдельный ряд наблюдений подтверждает, что это значение является обычным верхним пределом вариаций [25, 33, 35, 42, 44, 51].

По-видимому, отсутствуют значительные высотные вариации в пределах формы сияний средней интенсивности по крайней мере до 200 км. Это подтверждается как наблюдениями с земли, так и ракетными измерениями [5, 13, 46, 53, 58].

В очень низких полярных сияниях отношения интенсивностей $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы меньше. В сияниях, связанных с поглощением в полярной шапке, это отношение составляет 0,2 или меньше (разд. 8.6), и излучение, вероятно, локализовано между 30 и 80 км. Аналогично полярные сияния типа *B* с нижней границей на высоте примерно 80 км характеризуются гораздо меньшим отношением интенсивностей [18].

В среднем, вероятно, не существует значительных сис-

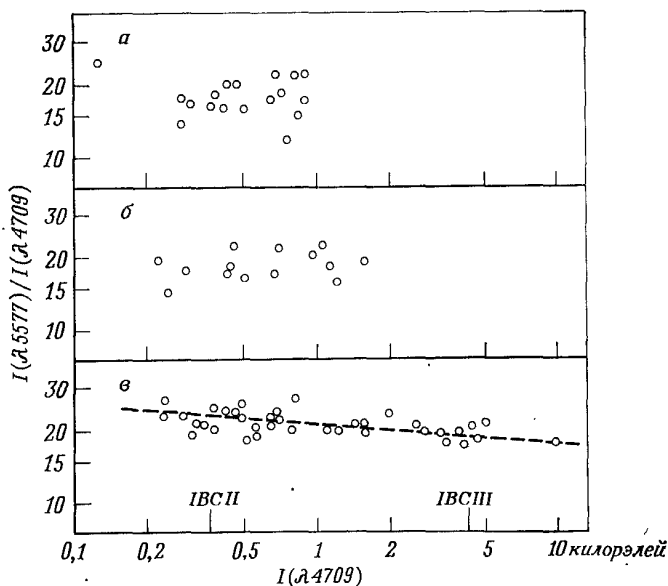


Рис. 4.8. Сопоставление отношения $I(\lambda 5577)/I(\lambda 4709)$ и абсолютной интенсивности $I(\lambda 4709)$, *а* — диффузные и пятнистые сияния, диффузное свечение, *б* — верхняя и средняя части лучей, *в* — остальные типы сияний.

тематических вариаций этого отношения в зависимости от формы и интенсивности, хотя из данных [31] можно заключить, что иногда имеют место систематические вариации с интенсивностью, так как обе эмиссии, вероятно, по-разному связаны с ионизацией сопровождающего их спорадического слоя *E*. Данные, приведенные на рис. 4.8, показывают слабое систематическое уменьшение отношения $I(\lambda 5577)/I(\lambda 4709)$ с увеличением абсолютной интенсивности, тогда как в данных [25, 42] отсутствуют какие-либо указания на такой эффект.

Сообщалось, что наблюдались систематические большие пространственные вариации в спокойных дугах при помощи сканирующих фотометров [53], но есть подозрения, что это ложный эффект, возникающий из-за недостаточного

учета атмосферного рассеяния [35]. Сходные вариации получены косвенно из результатов наблюдений с ракет [5, 15, 37, 39]. Однако интерпретация этих наблюдений весьма сомнительна, в частности потому, что фотометры быстро вращались. Если интенсивность сияния быстро меняется, то большие кратковременные вариации отношения $I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914)$ могут происходить в любом пятне, и они обусловлены временным запаздыванием излучения запрещенной зеленой линии (разд. 5.4). Однако вполне вероятно, что иногда имеют место систематические вариации, причем эмиссия $5577 \text{ \AA}$ более ограничена в горизонтальном направлении, чем первая отрицательная система полос N_2^+ .

По наблюдениям с земли отмечались вариации отношения интенсивностей $I(\lambda 5577)/I(\lambda 4278)$ примерно в 3 раза, причем зеленая линия более усиливалась в центре формы, чем полосы N_2^+ [10].

Можно заключить, что, по крайней мере когда излучение интегрируется по значительному объему полярного сияния (т. е. в большом поле зрения), отношение интенсивностей $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы довольно постоянно. По данным [5, 37, 44, 51] $I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914) = 2$ (интенсивности выражены в килорэлеях, а не в энергетических единицах). Тогда следует принять отношение $1,0 : 0,34 : 0,075$ для интенсивностей полос $\lambda 3914, 4278$ и $4709 \text{ \AA}$ (разд. 2.2). Вариации с высотой малы, за исключением малых высот. Имеются указания на то, что происходят иногда мелкомасштабные пространственные вариации.

4.2.3. Другие запрещенные эмиссии. Для запрещенных линий и полос, излученных метастабильными атомами и молекулами, распределение интенсивностей с высотой отличается от наблюдаемого для разрешенных эмиссий. Дезактивация столкновениями (разд. 5.2) гасит эти эмиссии на малых высотах, и поэтому их интенсивности по сравнению с другими эмиссиями сильно падают с уменьшением высоты.

К настоящему времени из долгоживущих состояний лучше всего изучен красный мультиплет [OI] 6300 и $6364 \text{ \AA}$ ($^3P - ^1D$). Давно известно, что полярные сияния на больших высотах сопровождаются относительно силь-

ными красными линиями кислорода (см. [12, 21]). Однако количественные измерения этого эффекта трудновыполнимы и имеют большие погрешности из-за больших различий в пространственном положении областей, излучающих красные линии и разрешенные эмиссии. Происходит не только гашение на малых высотах, но также и диффузия возбужденных атомов наружу из формы сияния в течение их значительного времени жизни (110 с, если отсутствуют возмущения). На больших высотах действуют даже различные механизмы возбуждения (пп. 5.1.2 и 5.1.3). Эти эффекты были ясно видны в дуге сияния, параллактические наблюдения которой выполнены фотометрическим методом [53]. Интенсивность эмиссии $\lambda 6300$ максимальна на высоте от 220 до 300 км, зависящей от принятого горизонтального распределения, интенсивности линии [OI] $\lambda 5577$ и полос первой отрицательной системы N_2^+ имели максимумы на высоте около 120 км. Распределение интенсивности красной линии было много шире в горизонтальном направлении, более чем в 10 раз по сравнению с зеленой линией (полуширина около 50 км по сравнению с немного меньше чем 4 км для зеленой линии). Был сделан вывод [53], что дезактивация столкновением красных линий оказывается практически полной ниже 150 км и существенна до высоты 240 км. Эти измерения также дают почти бесконечное значение для отношения $I(\lambda 6300)/I(\lambda 5577)$ в верхней части полярного сияния в согласии с тем, что иногда наблюдали другие исследователи (см. [12]). Высокие красные дуги, которые появляются в области F ионосферы между 300 и 700 км, монохроматичны в линиях $\lambda 6300$ и $6364 \text{ \AA}$ (см., например, [17]). Хотя параллактические измерения [53] были выполнены только для одного сияния и, вероятно, подвержены значительным ошибкам, эти эффекты хорошо выявлены.

Меркрей [40] при помощи фотометров, установленных на ракете, измерил отношение $I(\lambda 5577)/I(\lambda 6300)$ и нашел вариации с высотой (рис. 4.9). Его данные показывают, что отношение интенсивностей приблизительно постоянно в пределах от 200 до 300 км и что гашение существенно, но далеко не полное на высоте 150 км. 90% гашения красных линий, вероятно, происходит на высоте около 130 км. Коэффициент дезактивации, равный $\sim 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$, который

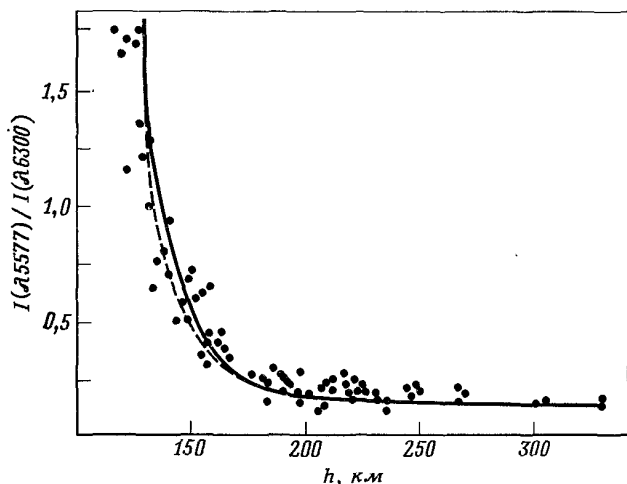


Рис. 4.9. Зависимость отношения $I(\lambda 5577)/I(\lambda 6300)$ от высоты на основании ракетных данных [40]. Сплошная и штриховая кривые соответствуют вычислениям для дезактивации воздухом и только азотом соответственно. Коэффициент дезактивации 10^{-12} см³/с. В [40] в качестве коэффициента дезактивации ошибочно взято $\alpha = 10^{-10}$, включающее радиационное время возбужденного состояния.

можно вывести из данных Меркрея, ниже, чем выведенный из других данных (разд. 5.2). Джорджо [1] нашел, что отношение $I(\lambda 6300)/I(\lambda 5577)$ уменьшается с усилением сияния.

Имеются только качественные данные о высотных вариациях других запрещенных линий и полос, однако ясно, что вариации с высотой аналогичны высотным вариациям красных линий. Так, мультиплет [OII] ($^2D - ^2P$) (эмиссия около $\lambda 7319$ и $7330 \text{ \AA}$) был впервые обнаружен в спектре верхней части полярных сияний [43], линия [NII] $\lambda 6584$ ($^3P - ^1D$) наблюдалась в полярных сияниях типа A [9] и коррелировала с узкими линиями водорода [22].

Обнаружено, что полосы атмосферной системы кислорода O_2 ($b \text{ } ^1\Sigma_g^+ \rightarrow X \text{ } ^3\Sigma_g^-$) значительно усиливаются по от-

ношению к полосам первой положительной системы N_2^+ с высотой (что выявляется по зависимости от углового возвышения над горизонтом и по относительной интенсивности красной линии кислорода), несмотря на то что относительное содержание O_2 падает с высотой (рис. 4.10).

4.2.4. Разрешенные атомарные линии. Имеются наблюдения, указывающие на то, что разрешенные линии как атомов, так и в особенности ионов относительно сильнее в высоких полярных сияниях, чем в более низких. Например, просмотр спектров, приведенных в книге Чемберлена [12], создает это впечатление.

На рис. 4.10 показаны относительные интенсивности некоторых линий и полос, коррелирующих с интенсивностью линии [OI] $\lambda 6300$. Относительные интенсивности выражены через интенсивности полос (2—0) и (4—0) первой положительной системы. Измере-

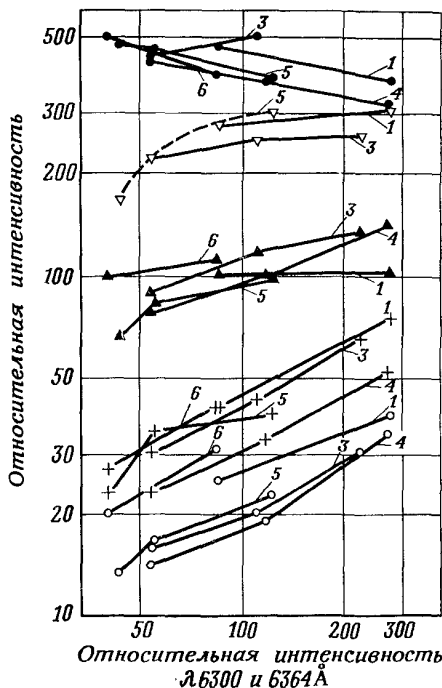


Рис. 4.10. Сопоставление относительных интенсивностей некоторых спектральных линий и полос с относительной интенсивностью $\lambda 6300/64$. Линиями соединены измерения одного и того же сияния. Черные кружки — полосы (2—0) и (3—1) системы Мейнела; относительные интенсивности на рисунке увеличены в 4 раза. Черные треугольники — полоса (1—1) атмосферной системы O_2 , интенсивность увеличена в 5 раз. Светлые треугольники — эмиссия [OI] $\lambda 5577$, белые кружки — линия [OI] $\lambda 7774$, крестики — линия [OI] $\lambda 8446$.

ния одного и того же сияния соответствуют (слева направо) нижним, средним и верхним его частям соответственно [43].

Как видно, интенсивности линий $\lambda 7774$ ($3s\ ^5S - 3p\ ^5P$) и $\lambda 8446$ ($3s\ ^3S - 3p\ ^3P$) ОI особенно сильно возрастают с высотой. Этот результат качественно согласуется с вычислениями [57] возбуждения электронным ударом наиболее низких состояний, имеющих отношение к полярным сияниям. Что касается отношения интенсивностей, то согласие с теоретическими данными довольно слабое (разд. 5.7).

Эта же совокупность измерений [43] указывает на небольшие вариации с высотой относительных интенсивностей мультиплетов ОI $\lambda 7990$ ($3p\ ^3P - 3s'\ ^3D$) и NI $\lambda 8186$ и $\lambda 8216$ ($3s\ ^4P - 3p\ ^4P$), но данные для этих линий менее надежны. Измерялись высотные вариации интенсивностей линий [OI] $1356\ \text{\AA}$ ($^3P - ^5S$), NI $1200\ \text{\AA}$ ($^4S - ^4P$) и полос N_2 системы Лаймана — Бирджа — Хопфилда [36]. Установлено, что параметры всех этих эмиссий изменяются с высотой подобно полосам первой отрицательной системы N_2^+ . Линия ОI $\lambda 1304\ \text{\AA}$ ($^3P - ^3S$) имеет совсем другое распределение интенсивности с высотой вследствие влияния процессов переноса излучения в среде с большой оптической толщиной, поскольку это разрешенный резонансный переход.

4.2.5. Разрешенные молекулярные полосы. Данные, приведенные на рис. 4.10, указывают на то, что полосы Мейнела N_2^+ ослабевают относительно полос первой отрицательной системы N_2^+ с высотой при условии, что отношение интенсивностей $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы постоянно (что, по-видимому, выполняется, за исключением самых малых высот, показанных на рисунке; ср. с п. 4.2.2).

Красная нижняя граница сияния типа В, которая, вероятно, располагается на высотах от 70 до 90 км, ранее приписывалась усилению первой положительной системы N_2 . Спектрографические измерения показали усиление примерно в 1,5 раза по сравнению с полосами первой отрицательной системы N_2^+ [18, 33, 61, 65]. Однако Шемански и Валланс Джонс [56] не нашли усиления полос первой

положительной системы по сравнению с полосами Мейнела N_2^+ . Напротив, отношение интенсивностей полос Мейнела и первой положительной системы оказалось более высоким в сияниях типа *B*, чем в обычных сияниях. Это качественно согласуется с данными рис. 4.10. Отсюда Шемански и Валланс Джонс заключили, что не происходит усиления полос первой положительной системы по сравнению с полосами первой отрицательной системы, если предположить при этом, что полосы Мейнела хорошо коррелируют с полосами первой отрицательной системы. Подробный анализ трудностей, присущих всем количественным измерениям спектра полярных сияний, позволяет объяснить прежние, по-видимому, ошибочные результаты. Однако данные рис. 4.10, возможно, указывают на то, что отношение интенсивностей полос Мейнела и первой отрицательной системы не постоянно по высоте и его возможные вариации таковы, что способны объяснить разногласие между выводами Шемански и Валланс Джонса [56] и более ранних наблюдателей, т. е. происходит усиление как полос первой положительной системы, так и полос Мейнела в нижней части сияния типа *B*.

Из ракетных измерений найдено [45], что интенсивность полос Лаймана — Бирджа — Хопфилда N_2 уменьшается быстрее, чем полос первой отрицательной системы N_2^+ по направлению к нижней части сияния, в результате чего отношение интенсивностей этих систем полос уменьшается примерно в 10 раз на высотах от 110 до 100 км.

Быть может, имеет смысл напомнить, что приводимые измерения не отличались особой точностью и что из вычислений Столярски [57] не следуют большие высотные вариации в распределении интенсивности для систем полос N_2 и N_2^+ .

Хантен [28] и Шемански и Валланс Джонс [56] обнаружили усиление полос первой отрицательной системы O_2^+ в полярном сиянии типа *B*, а Эванс и Валланс Джонс также указали на это явление на основании фотометрических измерений [18]. По сравнению с первой отрицательной системой усиление достигает примерно 2 или 3 раза. Объяснение этого эффекта не представляет особых трудностей, поскольку сияния типа *B* происходят на высотах ниже

области перехода от O_2 к O . Не существует доказательств, что действует иной механизм, нежели одновременная ионизация и возбуждение быстрыми частицами, и поэтому необходимо рассмотрение вторичных процессов.

Шемански и Валланс Джонс [56] нашли также различие колебательных распределений полос первой положительной системы N_2 в сияниях типа B и в высоких слабых сияниях (табл. 4.5 и рис. 5.2). Распределение в высоком полярном

Таблица 4.5

Относительная населенность $N_{v'}$ состояния $N_2 B^3\Pi_g$ [56]

Источник	v'										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Красное сияние типа B (Хан-тен)				131	100	47	26	12	8		
Красное сияние типа B (Шемански)				122	100	52	28	14	9		
Слабое высокое сияние (Шемански)				176	100	61	37	21	12		
Теория, 5% каскадных переходов из состояния $C^3\Pi_u$	65	117	143	132	100	67	40	20	12	6	3

сиянии, по-видимому, в значительной степени обусловлено непосредственным электронным возбуждением и дополнительным небольшим вкладом ($\approx 5\%$) вследствие каскадных переходов (в результате излучения полос второй положительной системы), но пока нет надежного объяснения этого различия. Большие вариации вклада каскадных переходов из состояния $C^3\Pi_u$ маловероятны, так как они проявлялись бы как вариации отношения интенсивностей первой положительной и второй положительной систем.

4.3. Широтные и зональные вариации

Спутниковые измерения [42] в области геомагнитных широт от 64 до 73° с. ш. не показали каких-либо значительных вариаций отношения интенсивностей $\lambda 5577$ и первой отрицательной системы. Изер [16] на основе измерений с

высотного самолета показал, что это отношение интенсивностей значительно падает на широтах выше примерно 73° с. ш. На инвариантной широте 80° с. ш. оно составляет около $\frac{2}{3}$ от значения в зоне полярного сияния. В большинстве случаев отношение $I(\lambda 5577)/I(\lambda 4278)$ было около 3,2 в зоне сияний и около 2 на инвариантной широте 80° *.

Однако наиболее отчетливо выражены вариации интенсивности красных линий [OI] $\lambda 6300$ и $6364 \text{ \AA}$ относительно полос первой отрицательной системы. Согласно [16], отношение интенсивностей линии $\lambda 6300$ и полосы $\lambda 4278 \text{ N}_2^+$ в среднем довольно постоянно в области инвариантных широт от 60 до 73° и составляет $\approx 0,8$. На широте 73° оно внезапно увеличивается, достигает 5 около 75° с. ш. и остается большим, но слегка меняется до $\approx 83^\circ$ с. ш. — наибольшей широты, где проводились измерения. По наблюдениям в Антарктике найдено [54, 55], что подобный эффект был зарегистрирован в 1959 г. Цветные пленки, снятые на станции Скотт-Бейз, показали, что 70% дискретных визуально наблюдавшихся сияний имели обширное красное свечение. Однако во время минимума солнечной активности такие усиления красных линий были редки. Особая чувствительность интенсивности $\lambda 6300$ к уровню геомагнитной активности отмечалась также Трутце [4].

Вариации отношения $I(\lambda 6300)/I(\lambda 4278)$ согласуются с выводом, основанным на высотных измерениях (разд. 2.7), что высокие полярные сияния более обычны на высоких геомагнитных широтах. Однако нужны дополнительные наблюдения, чтобы прояснить этот вопрос. Имеются свидетельства в пользу того (Акасофу, частное сообщение), что высокие красные сияния обычно располагаются на дневной стороне овала полярных сияний. Допустимое объяснение состоит в том, что эмиссия $\lambda 6300$ обусловлена отдельным вторжением электронов очень низкой энергии.

Другие замеченные типичные широтные вариации связаны с тем или иным типом сияний. Поглощение в полярной шапке сопровождается диффузным свечением с отношением

* Это отношение соответствует ≈ 1 для $I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914)$ (разд. 2.2) в противоположность значению ≈ 2 по данным других исследователей (п. 4.2.2).

$I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914)$, равным 0,2 или меньше. Этот эффект непосредственно связан с высотой свечения и дезактивацией столкновениями, имеющей место на этих высотах (разд. 8.6.)

Типичные среднеширотные красные дуги свидетельствуют о большом усилении красных линий [OI] и являются монохроматическим свечением в красных линиях (п. 1.2.3), что также является следствием большой высоты возникновения излучения.

Сэндфорд [54] нашел суточные или зональные вариации отношения $I(\lambda 3914)/I(\lambda 5577)$ в мантийном сиянии (п. 1.2.4), представляющем собой диффузное свечение, которое простирается на большие площади в полярной шапке. На станции Берд в Антарктике (геомагнитная широта 69° ю. ш.) это отношение находится в пределах от 1 до 2 с 19 ч 00 мин до 7 ч 00 мин геомагнитного времени. Затем оно уменьшается и достигает минимума между 0,3 и 0,6 после магнитного полудня.

Имеются свидетельства того, что красные линии [OI] наиболее отчетливо выражены на низших широтах, и рост геомагнитной активности сопровождается значительным усилением интенсивностей этих линий [2, 3, 6]. На основе данных Международного геофизического года Трутце [3] показал, что в магнитновозмущенные ночи имеет место сильная корреляция между интенсивностью эмиссии $\lambda 6300$ и геомагной активностью. Зависимость интенсивности $\lambda 6300$ от магнитного возмущения систематически изменялась в течение 1957—1959 гг. во многих отношениях таким же образом, как температура термопаузы, вычисленная по солнечному радиоизлучению на длинах волн 10,7 и 8 см. При высокой температуре термопаузы данное магнитное возмущение вело к высокой интенсивности $\lambda 6300$. Это может указывать на возбуждение тепловыми электронами, разогреваемыми посредством индукционных токов (пп. 5.1.3 и 5.1.4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Джорджио Н. В., Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба, М., № 2—3, 45, 1960.
2. Красовский В. И., Space Sci. Rev., 3, 232 (1964).

3. *Трумце Ю. Л.*, Planet. Space Sci., **16**, 140 (1968).
4. *Трумце Ю. Л.*, Planet. Space Sci., **16**, 981 (1968).
5. *Baker K. D.*, in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, CNRS, 1967.
6. *Barbier D.*, Ann. Geophys., **16**, 544 (1960).
7. *Barth C. A.*, in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, CNRS, 1967.
8. *Barth C. A.*, *Schaffner S.*, J. Geophys. Res., **75**, 4299 (1970).
9. *Belon A. E.*, *Clark K. C.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **16**, 220 (1959).
10. *Brekke A.*, *Omholt A.*, Planet. Space Sci., **16**, 1259 (1968).
11. *Broadfoot A. L.*, *Hunten D. M.*, Planet. Space Sci., **15**, 1801 (1964).
12. *Chamberlain J. W.*, Physics of the Aurora and Airglow, Acad. Press, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
13. *Cummings W. D.*, *La Quey R. E.*, *O'Brien B. J.*, *Walt M.*, J. Geophys. Res., **71**, 1399 (1966).
14. *Derblom H.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **26**, 791 (1964).
15. *Duysinx R.*, *Monfils A.*, J. Geophys. Res., **75**, 2606 (1970).
16. *Eather R. H.*, J. Geophys. Res., **74**, 153 (1969).
17. *Elvey C. T.*, in Auroral Phenomena, ed. M. Walt, Stanford Univ. Press, 1965.
18. *Evans W. F. J.*, *Vallance Jones A.*, Canadian J. Phys., **43**, 697 (1965).
19. *Evans W. F. J.*, *Wood H. C.*, *Llewellyn E. J.*, Canadian J. Phys., **48**, 747 (1970).
20. *Fastie W. G.*, Appl. Opt., **6**, 397 (1967).
21. *Harang L.*, Geofys. Publikasjoner, **20**, № 5 (1958).
22. *Harang O.*, *Pettersen H.*, Planet. Space Sci., **15**, 1599 (1967).
23. *Harrison A. W.*, Canadian J. Phys., **47**, 599 (1969).
24. *Harrison A. W.*, J. Geophys. Res., **75**, 1330 (1970).
25. *Henriksen K.*, Absolute measurements of the intensity ratio $I(5577)/I(4278)$ in bright aurora, Report The Auroral Observatory, Tromsø, 1969.
26. *Hicks G. T.*, *Chubb T. A.*, J. Geophys. Res., **75**, 1290 (1970).
27. *Hunten D. M.*, Canadian J. Phys., **31**, 681 (1953).
28. *Hunten D. M.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **7**, 141 (1955).
29. *Hunten D. M.*, *Rundle H. N.*, *Shepherd G. G.*, *Vallance Jones A.*, Appl. Opt., **6**, 1609 (1967).
30. *Huppi E. R.*, Techniques for the measurements of airglow and aurora in the infrared, Sci. Rep. № 5, Contract № AF 19 (628—251), Utah State Univ., 1966.
31. *Kawajiri N.*, *Wakai N.*, *Nakamura J.*, *Nakamura I.*, *Hasegawa S.*, J. Radio Res. Lab., **12**, 141 (1965).
32. *Llewellyn E. J.*, *Wood H. C.*, *Vallance Jones A.*, (Abstract) Trans. Amer. Geophys. Union, **50**, 271 (1969).
33. *Malville J. M.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **16**, 59 (1959).
34. *Megill L. R.*, *Despain A. M.*, *Baker D. J.*, *Baker K. D.*, J. Geophys. Res., **75**, 4775 (1970).

35. *Mende S. B., Eather R. H., Evans J. E.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 371 (1970).
36. *Miller R. E., Fastie N. G., Isler R. C.*, J. Geophys. Res., **73**, 3353 (1968).
37. *Monfils A.*, Space Sci. Rev., **8**, 804 (1968).
38. *Miles B. M., Wiese W. L.*, Natl. Bureau of Standards. Spec. Publ., 320, 1970.
39. *Murcray W.*, J. Geophys. Res., **72**, 1047 (1967).
40. *Murcray W.*, Planet. Space Sci., **17**, 1429 (1969).
41. *Noxon J. F.*, J. Geophys. Res., **75**, 1879 (1970).
42. *O'Brien B. J., Taylor H.*, J. Geophys. Res., **69**, 45 (1964).
43. *Omholt A.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **10**, 320 (1957).
44. *Omholt A.*, Geofys. Publikasjoner, **21**, № 1 (1959).
45. *Opal C. B., Moos H. W., Fastie W. G.*, J. Geophys. Res., **75**, 788 (1970).
46. *Parkinson T. D., Zipf E. C., Jr., Donahue T. M.*, Planet. Space Sci., **18**, 187 (1970).
47. *Percival I. C., Seaton M. J.*, in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong, A. Dalgarno, Pergamon Press, 1956.
48. *Petrie W., Small R.*, Astrophys. J., **116**, 433 (1952).
49. *Petrie W., Small R.*, J. Geophys. Res., **57**, 51 (1952).
50. *Petrie W., Small R.*, Canadian J. Phys., **31**, 911 (1953).
51. *Rees M. H.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **14** 325 (1959).
52. *Remy L., Arpigny C., Rosen B.*, Identifications in the Spectra of Aurorae, Techn. Note № 6, Contract AF 61(052)-24. Univ. of Liège, 1960.
53. *Romick G. J., Belon A. E.*, Planet. Space Sci., **15**, 1695 (1967).
54. *Sandford B. P.*, in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
55. *Sandford B. P.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **30**, 1921 (1968).
56. *Shemansky D. E., Vallance Jones A.*, Planet. Space Sci., **16**, 1115 (1968).
57. *Stolarski R. S.*, Planet. Space Sci., **16**, 1265 (1968).
58. *Utwick J. C.*, in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
59. *Vallance Jones A.*, Mem. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. 5, **9**, 289 (1964).
60. *Vallance Jones A.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
61. *Vegard L.*, Terr. Magn., **45**, 5 (1940).
62. *Vegard L.*, Geofys. Publikasjoner, **19**, № 9 (1956).
63. *Vegard L., Kvifte G.*, Geofys. Publikasjoner, **18**, № 3 (1951).
64. *Vegard L., Kvifte G., Omholt A., Larsen S.*, Geofys. Publikasjoner, **19**, № 3 (1955).
65. *Vegard L., Tønsgberg E.*, Geofys. Publikasjoner, **11**, № 16 (1937).
66. *Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M.*, Atomic Transition Probabilities, Natl. Bureau of Standards, 1966.
67. *Wallace L.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **17**, 46 (1959).
68. *Wilkinson P. G., Mullikan R. S.*, J. Chem. Phys., **31**, 674 (1959).

Физика оптических эмиссий

5.1. Возбуждение

Возбуждение спектра полярного сияния, который испускается атомами и молекулами атмосферы, определяется процессами четырех типов: 1) прямое возбуждение первичными частицами или вторичными электронами, 2) тепловые соударения, приводящие к ионизации или возбуждению атомов или молекул, 3) возбуждение электронами разогретой ионосферной плазмы, 4) механизмы электрического разряда и разогрев электрическими полями.

Полезный обзор механизмов возбуждения атомов и молекул в газах вплоть до 20 000 К дан Гилмором, Бауэром и Мак-Гоуэном [83]. Данилов [2] дал исчерпывающий обзор химии ионосферы.

Возбуждение линий водорода в результате соударений с протонами рассмотрено в гл. 3.

5.1.1. Соударения с энергичными частицами. Во время полярных сияний атомы и молекулы атмосферы непосредственно возбуждаются первичными частицами и вторичными электронами. Энергичные электроны непосредственно в атмосфере образуют возбужденные атомы и молекулы, а также ионы и вторичные электроны, энергия которых достаточна для того, чтобы произвести повторную ионизацию и возбуждение. Возможна даже многократная ионизация.

Согласно результатам экспериментов [111, Bd. 5, Part 1, S. 343], лишь около 30% общего количества актов ионизации производится энергичными первичными электронами, тогда как 70% образуется в результате вторичных процессов. Этот результат подтвержден теоретичес-

кими расчетами, выполненными Грином и Бартом [85]. Это означало бы, что каждый вторичный электрон уносит энергию около 90 эВ, которая может быть израсходована на ионизацию и возбуждение.

В последующей серии работ Грин с сотрудниками изучили подробнее соответствующие эффективные сечения возбуждения [86, 108, 187, 205] и произвели более точные расчеты возбуждения эмиссий в полярных сияниях [188]. Согласно этим расчетам, на долю первичных процессов приходится значительно большее число актов ионизации (около 80%), и в среднем каждый вторичный электрон уносит всего лишь 20 эВ в виде кинетической энергии. На каждые 100 эВ энергии образуется примерно три пары ионов — в хорошем согласии с данными лабораторных экспериментов [49]. Однако даже если принять данные Столярски и Грина [188], то из сравнения различных эффективных сечений ясно, что возбуждение нейтральных частиц вызывается в значительной степени вторичными электронами. Это, в частности, справедливо для нижних метастабильных состояний в той степени, в какой они не возбуждаются в результате одновременного процесса с ионизацией или диссоциацией.

Насколько можно судить из имеющихся данных, относительные скорости возбуждения и ионизации практически не зависят от энергии первичной частицы. Как данные Столярски и Грина [188], так и расчеты, проведенные для столкновения электрона с водородом (ср. [49]) указывают, что энергия, затрачиваемая на образование пары ионов, довольно постоянна для энергий электронов, больших примерно 100—200 эВ, возрастая при более низких энергиях. Для первичных частиц — протонов подробных данных, по-видимому, не существует, но на основе теоретического рассмотрения разумно принять, что ситуация мало отличается от принятой для электронов.

По этой причине допускают, что в основном спектр полярных сияний возбуждается вторичными электронами.

Грин и Барт [85] и Столярски и Грин [188] подробно изучили процессы возбуждения и ионизации в результате соударения электронов с N_2 и со смесью 45% N_2 , 45% O и 10% O_2 . Потери энергии первичными частицами вычис-

лялись по формуле [188]

$$L(E) = -\frac{1}{n} \frac{dE}{dx} = \sum_s \frac{n_s}{n} \left[\sum_j W_j \sigma_j(E) + \sum_i \int_{I_i}^E W S_i(E, W) dW \right]_s. \quad (5.1)$$

Здесь $L(E)$ — потери энергии на одну молекулу в столбе единичной площади вдоль пути, n — концентрация газа, n_s — концентрация s -й составляющей, E — энергия частицы, x — длина пути, W_j и W — потери энергии на одно соударение для возбуждения и ионизации соответственно, $\sigma_j(E)$ — эффективное сечение возбуждения, $S_i(E, W)$ — дифференциальное эффективное сечение ионизации с потерей энергии W , I_i — потенциал ионизации.

Относительные потери энергии для какого-либо возбужденного состояния даются формулой

$$f_j(E) = \frac{n_s}{n} \frac{W_j \sigma_j(E)}{L(E)}. \quad (5.2)$$

Для процесса ионизации величина

$$f_i(E) = \frac{n_s}{n} \frac{\bar{W}_i \sigma_i(E)}{L(E)} \quad (5.3)$$

есть доля энергии, расходуемая на образование иона, а

$$f_s(E) = \frac{n_s}{n} \frac{(\bar{W}_i - I_i) \sigma_i(E)}{L(E)} \quad (5.4)$$

есть средняя доля энергии, переходящая к вторичным электронам, образующимся в процессе ионизации; $\bar{W}_i$ — среднее значение W .

Столярски и Грин [188] использовали эффективные сечения всех заслуживающих внимания возбужденных состояний и ионизации N_2 и O_2 из [187, 205], а для атома кислорода — главным образом теоретические данные Ситона [167, 168], совпадающие с данными Смита и др. [177]. Считалось, что возбужденные состояния $O(^1D)$ и $O(^1S)$ возникают только при возбуждении атомарного кислорода. Паркинсон и др. [144] усомнились в правильности такого

допущения, которое молчаливо подразумевалось в большинстве исследований свечения зеленой линии λ 5577 Å. На основе ракетных измерений интенсивностей эмиссий λ 5577 и 3914 Å, ионного состава, спектра и концентраций вторичных электронов они нашли, что только диссоциация O_2 с образованием атомов O (1S) в качестве наиболее вероятного первичного продукта может объяснить их наблюдения.

Результаты Столярски и Грина приведены в табл. 5.1. Излучение полосы (0 — 0) λ 3914 первой отрицательной системы N_2^+ принято за 100. Имеются относительно большие неопределенности в эффективных сечениях различных процессов возбуждения и ионизации, поэтому приведенные данные следует рассматривать как предварительные. Дезактивация столкновениями будет вести к уменьшению интенсивности запрещенных линий или систем полос. Точно так же принятый состав атмосферы характерен для высот, значительно превосходящих те, на которые приходится большая часть свечения типичного сияния [2]. Учитывая эти факты, согласие с наблюдаемыми величинами следует считать удовлетворительным.

Барт [21] опубликовал аналогичные данные для мультиплетов NI в ультрафиолете 1200 Å (4S — 4P) и 1493 Å (2D — 2P). Он нашел, что при возбуждении электронами с энергией 4 кэВ интенсивности, нормированные к интенсивностям в табл. 5.1, будут составлять 3,2 и 0,9 соответственно. Коваль и др. [7] сравнили интенсивности излучения полярных сияний в области от 1500 до 7000 Å с данными лабораторных экспериментов при соударениях электронов с энергиями 150 эВ и 13 кэВ с молекулярным азотом и воздухом. Спектры в обоих случаях оказались похожими, но спектры, вызываемые электронами с энергией 150 эВ, несколько лучше согласуются со спектрами полярных сияний, чем в случае возбуждения электронами с энергией 13 кэВ.

Аджелло [17] и Прасад и Грин [150] провели аналогичное исследование в ультрафиолете и нашли, что прямая диссоциация N_2 с возбуждением играет важную роль. Распределение интенсивности в мультиплете λ 1200 Å в значительной степени определяется резонансным рассеянием [190].

Скорости возбуждения электронным ударом [188]

Возбужденное состояние	Переход	Длина волны, Å, или система полос	Нормированная скорость возбуждения первичными электронами различных энергий				Наблюдаемая интенсивность (табл. 4.4)
			30 кэВ	10 кэВ	кэВ	0,1 кэВ	
$N_2^+ B \ ^2\Sigma_u$	$B \rightarrow X$	1-я отрицательная	165	165	165	165	165
$N_2^+ A \ ^2\Pi_u$	$A \rightarrow X$	Мейнела	680	680	680	690	1500—4000
$N_2 A \ ^3\Sigma_u^+$	$A \rightarrow X$	Вегарда — Каплана	2610	2590	2570	4950	200
$N_2 B \ ^3\Pi_g$	$B \rightarrow A$	1-я положительная	1270	1260	1250	2560	1000—5000
$N_2 C \ ^3\Pi_u$	$C \rightarrow B$	2-я положительная	217	215	212	523	100—800
$N_2 a \ ^1\Pi_g$	$a \rightarrow X$	Лаймана — Бирджа — Хопфилда*	1300	1300	1380	2670	≈ 100
$N_2 b \ ^1\Pi_u$	$b \rightarrow a$	Жанена	1060	1060	1120	2010	
	$b \rightarrow X$	Бирджа — Хопфилда					
$N_2 h \ ^1\Sigma_u^+$	$h \rightarrow a$	Гейдона — Германа	590	600	630	1050	
	$h \rightarrow X$	Уатсона — Кунца					
$O_2^+ A \ ^2\Pi_u$	$A \rightarrow X$	2-я отрицательная	191	191	183	137	
$O_2^+ b \ ^4\Sigma_g^-$	$b \rightarrow a$	1-я отрицательная	157	156	146	110	80

* В пренебрежении каскадными переходами.

Возбужденное состояние	Переход	Длина волны, Å, или система полос	Нормированная скорость возбуждения первичными электронами различных энергий				Наблюдаемая интенсивность (табл. 4.4)
			30 кэВ	10 кэВ	1 кэВ	0,1 кэВ	
$O_2 a^1\Delta_g$	$a \rightarrow X$	ИК-атмосферная	4650	4610	4940	7900	
$O_2 b^1\Sigma_g^+$	$b \rightarrow X$	Атмосферная	13	14	13	27	
O^1D	$\rightarrow ^3P$	6300—6364	930	920	880	1570	40—200
O^1S	$\rightarrow ^1D$	5577	96	94	97	200	200
	$\rightarrow ^3P$	2972	6	6	6	12	
$O_3 s^5S^0$	$\rightarrow 2p^4^3P$	1356	92	92	93	240	10
$O_3 s^3S^0$	$\rightarrow 2p^4^3P$	1304	184	182	176	360	200
$O_3 p^5P$	$\rightarrow 3s^5S^0$	7773	4	4	4	11	10—25
$O_3 p^3P$	$\rightarrow 3s^3S^0$	8446	86	76	71	143	20—50
$O_3 d^3D^0$	$\rightarrow 2p^4^3P$	1027	10	10	11	27	
$O_3 s^3D^0$	$\rightarrow 2p^4^3P$	989	165	172	152	303	
$O_3 s^1D^0$	$\rightarrow 2p^4^1D$	1152	99	106	98	280	
$O_3 s^1P^0$	$\rightarrow 2p^4^1S$	1218	13	12	13	47	
$O_3 s^1P^0$	$\rightarrow 2p^4^1D$	998	25	24	26	50	

Столярски [189] вычислил высотные профили эмиссий различных линий и полос типичного сияния. Эти довольно приближенные результаты все же показывают, что высотные профили первой отрицательной, первой и второй положительных систем полос и зеленой линии [OI] $\lambda 5577 \text{ \AA}$ должны быть довольно похожими, что согласуется с наблюдениями.

Выполнив подобные вычисления для ожидаемого отношения интенсивностей зеленой линии OI и полос первой отрицательной системы, Омхольт [138] получил удовлетворительное согласие с наблюдениями, причем $I(\lambda 5577)/I(\lambda 4709) \approx 25$. Камияма [109] нашел для отношения $I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914) \approx 1,5$, а Далгарно и Кхар [50] получили для этого отношения 0,4, приняв, что большая часть энергии расходуется на соударения с окружающими тепловыми электронами.

Во всех этих расчетах делались различные предположения об «инжекции» вторичных электронов и о процессах соударений, которые конкурируют с возбуждением уровней $O(^1S)$ и $O(^1D)$ при имеющихся энергиях. Следует также заметить, что, как было принято, атомы кислорода в возбужденных состояниях $O(^1S)$ и $O(^1D)$ возникают только из атомарного кислорода в состоянии 3P . Как отмечалось выше, Паркинсон и др. [144] серьезно усомнились в справедливости этого предположения и пришли к заключению, что более важную роль играет диссоциация O_2 . В этом случае для образования $O(^1S)$ и $O(^1D)$ требуется энергия 9,3 и 7,1 эВ соответственно.

Наиболее существенные для настоящего рассмотрения эффективные сечения в диапазоне энергий от 1 до 8 эВ показаны на рис. 5.1. Поскольку данные рис. 5.1 взяты с мелкомасштабных рисунков из оригинальных статей [177, 187, 205], для получения надежных данных рекомендуем обратиться к этим статьям.

Список работ, содержащих данные об эффективных сечениях, имеется в [55], а также в приложении к этой главе. Полуэмпирические эффективные сечения и соотношения между создаваемой ионизацией, эффективными сечениями и функцией потерь энергии получены Петерсоном, Грином и др. [146, 147].

Далгарно и др. [53] рассчитали разогрев электронного

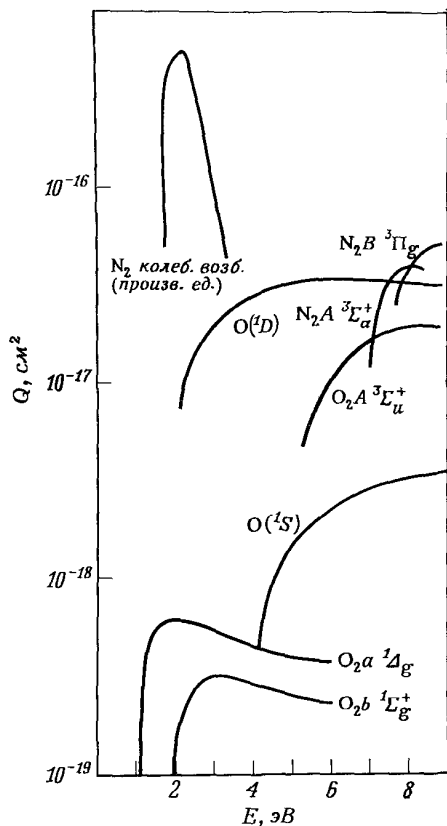


Рис. 5.1. Эффективные сечения возбуждения наиболее важных состояний в диапазоне энергий 1—8 эВ [177, 187, 205].

$\approx 5 \cdot 10^{-7}$ эВ/см. Сравним это значение с потерями энергии на возбуждение $O(^1D)$. При концентрации атомов 10^{11} см $^{-3}$ (на высоте около 120 км) потери энергии на возбуждение состояния $O(^1D)$ электронами с энергией 4 эВ составляют $\approx 6 \cdot 10^{-6}$ эВ/см. Это могло бы означать, что энергетические потери в полярных сияниях при электрон-электронных со-

газа в результате соударений с вторичными электронами. Они применили формулу Батлера и Бакингема [40]. При энергиях выше 3эВ энергетические потери в результате электрон-электронных столкновений можно описать формулой

$$dE/dx = -1,95 \times 10^{-12} n_e / E, \quad (5.5)$$

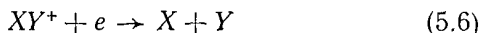
где E выражено в эВ, n_e — в см $^{-3}$, x — в см. Из детальных расчетов следует, что формула (5.5), вероятно, справедлива с высокой точностью также при 2 эВ. Из рис. 8.2 следует, что электронная концентрация в полярных сияниях редко превышает 10^6 см $^{-3}$. При энергиях 4 эВ такая концентрация приводит к $-dE/dx \approx$

ударениях не являются преобладающими, поскольку сравнение сделано для довольно высокой электронной концентрации. Однако этот процесс все же может играть более важную роль, особенно на больших высотах. Далгарно и Кхар [50], а также Рис и др. [155] сделали вывод, что действием этого процесса нельзя адекватно объяснить возбуждение нижних уровней вторичными электронами, однако в их исходных данных содержится ряд неточностей. Колебательное возбуждение N_2 изучалось в лаборатории [18, 32, 87, 161—163, 165]. Были выполнены и теоретические исследования [44, 95]. Возбуждение происходит через промежуточное образование N_2^- , и на рис. 5.1 показано эффективное сечение, принятое Грином и Бартом [85]. Оно согласуется в разумных пределах с принятым Далгарно и др. [53] и с теоретическим значением Чена [44]. Колебательное возбуждение будет эффективно поглощать всю энергию в диапазоне от 2 до 3 эВ и тем самым уменьшать возбуждение $O(^1D)$. Колебательное возбуждение O_2 и вращательное возбуждение молекул, вероятно, несущественно [53, 55].

В заключение можно сказать, что большинство теоретических данных указывает, что главным источником возбуждения кислорода в состояния $O(^1D)$ и $O(^1S)$ являются электроны с энергиями от 4 до 7 эВ. Однако существуют некоторые неопределенности, и имеется свидетельство [144], что диссоциация O_2 с одновременным возбуждением также важный процесс. Аналогично диссоциация N_2 может быть важным источником линий NI.

В любом случае скорость возбуждения состояний $O(^1D)$ и $O(^1S)$ по сравнению со скоростью ионизации, по-видимому, слабо зависит от высоты полярного сияния и энергии первичных частиц [144, 189]. Поскольку возбуждение первой отрицательной системы полос N_2^- строго связано со скоростью ионизации, ожидается, что отношение интенсивностей $I(\lambda 5577)/I(\lambda 3914)$ также будет постоянным.

5.1.2. Тепловые столкновения. Диссоциативная рекомбинация



считается важной реакцией в верхней атмосфере. При дис-

Таблица 5.2

Данные о диссоциативной рекомбинации

Молекула	Потенциал ионизации, эВ	Энергия диссоциации [78], эВ	Избыток энергии, эВ	Возможные возбужденные состояния атомов
N ₂	15,5	9,7	5,8	N(² D), N(² P)
O ₂	12,5	5,1	7,4	O(¹ D), O(¹ S)
NO	9,5	6,5	3,0	O(¹ D)*, N(² D)

* Образование в качестве продуктов диссоциации N(⁴S)+O(¹D) маловероятно из-за несохранения спина [56].

социативной рекомбинации O₂⁺, N₂⁺ и NO⁺ остается энергия для возбуждения самых низких уровней. В табл. 5.2 приведены эти энергии и возможные возбужденные состояния.

Приближенные значения коэффициентов рекомбинации даны в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Приближенные коэффициенты скорости диссоциативной рекомбинации (10⁻⁷ см³/с)

Молекула	T, K		
	200	400	800
N ₂ ⁺	3	2,5	2
O ₂ ⁺	3	1,7	1
NO ⁺	7	3	1,5

Эффективность образования рассматриваемых возбужденных атомов в таком процессе в значительной степени неопределенна. Экспериментальные данные Ципфа (ср. [129]) дают для образования атомов кислорода в состояниях O(¹S) и O(¹D) из O₂⁺ в результате диссоциативной рекомбинации коэффициенты 0,10 и 0,90. Диссоциативная рекомбинация NO⁺, вероятно, несущественна для образования O(¹D) из-за несохранения спина. Исчерпывающее рас-

смотрение этого и других процессов возбуждения дано в [129].

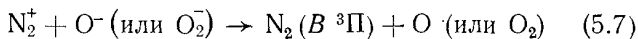
Далгарно и Кхар [50] считали диссоциативную рекомбинацию важным источником $O(^1S)$ в полярных сияниях. Однако на основе прямых ракетных измерений излучения в линии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ и концентраций ионов Паркинсон и др. [144] заключили, что вклад этого процесса значителен лишь на больших высотах и, вероятно, дает лишь 10% всей эмиссии $\lambda 5577$. Этот вывод согласуется с фактом, что запаздывающие по времени механизмы возбуждения нельзя выявить при измерениях быстрых вариаций интенсивности $\lambda 5577 \text{ \AA}$ и полос первой отрицательной системы N_2^+ (ср. разд. 5.4). Для объяснения кажущегося усиления эмиссии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ от сияния, находившегося под искусственным бариевым облаком, Штоффреген [185] привлек реакцию диссоциативной рекомбинации. В свете всего сказанного такое объяснение, по-видимому, маловероятно.

Диссоциативная рекомбинация как источник красных линий кислорода $\lambda \lambda 6300$ и 6364 из состояния $O(^1D)$, рассмотрена в [129, 157]. При коэффициенте эффективности 0,9 этот процесс, вероятно, мог бы дать вклад от 10 до 30% в зависимости от высоты.

Прямая радиативная рекомбинация и рекомбинация при тройном соударении, вероятно, несущественны для ионизованных атомов. Рекомбинация ионизованных атомов в верхней атмосфере осуществляется главным образом через перезарядку с молекулами с последующей диссоциативной рекомбинацией.

Перезарядка может давать вклад в возбуждение различных атомов и молекул. Однако об ее эффективности известно мало, и лишь очень немногие реакции могут оказаться важными. Химия ионов в ионосфере во время полярного сияния еще далека от полного понимания, а ракетные измерения дают неожиданные результаты [61, 193].

Мэлвилл [119] рассмотрел реакцию

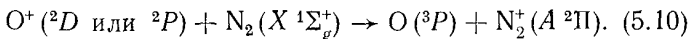
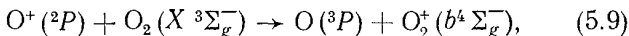


как возможный источник полос первой положительной системы N_2 , особенно в сияниях типа B (с красной нижней границей). Этот процесс, по-видимому, был также предложен Митрой [128] и Гошем [84].

Гэдсден [72, 73] предложил подобный механизм, который может давать вклад в возбуждение полос второй положительной системы N_2 и красных линий [OI].



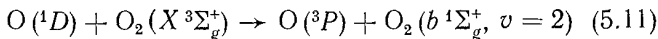
Возможны два процесса, довольно близкие к энергетическому резонансу [137]:



В последней реакции имеет место почти точный энергетический резонанс с $O^+(^2D)$ и $N_2^+(A^2\Pi, v' = 1)$.

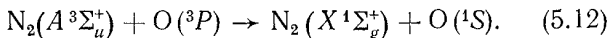
Были предложены различные процессы с дезактивацией метастабильных состояний для переноса энергии от частиц одного сорта к другим. Чтобы подобные процессы играли основную роль, необходимо достаточное количество энергии; важны также точный энергетический резонанс и сохранение спина.

Ситон [166] указал, что в процессе



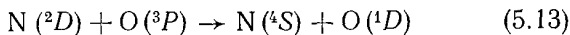
имеет место почти точный энергетический резонанс. Поскольку колебательная энергия O_2 расходуется при соударениях с другими частицами, обратный процесс несуществен. Уоллес и Чемберлен [201], изучая распределение интенсивности для различных атмосферных полос O_2 , заключили, что реакция (5.11) наиболее важна для их возбуждения.

Мейер и др. [126] определили коэффициент скорости $3 \cdot 10^{-12}$ см³/с для реакции



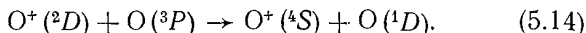
Это привело бы к заметному, но не преобладающему вкладу на больших высотах.

Реакция



является одной из наиболее важных при дезактивации атомов $N(^2D)$. Время жизни атома в состоянии (^2D) около 26 ч, так что непосредственно излучается очень мало энергии (ср. разд. 5.2). Поэтому половина возбуждения эмиссии $\lambda 6300 \text{ \AA}$ может быть связана с этим процессом на высотах от 200 до 300 км.

Аналогичный процесс, дезактивация $O(^2D)$, был предложен в [118]:



Согласно [129], этот процесс важен, но только на больших высотах. Выше 400 км он может давать вклад до 30%, но ниже 200 км этот вклад незначителен [80].

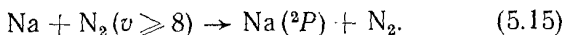
Процессы, в которых в качестве одной из сталкивающихся частиц участвует ион или частица в долгоживущем метастабильном состоянии, ведут к эффектам временного запаздывания при возбуждении. Измерения быстрых временных вариаций в спектрах сияний дали бы возможность понять, в какой степени тепловые столкновения ионов или частиц в метастабильных состояниях ответственны за возбуждение других авроральных эмиссий. Дело в том, что во всех случаях в среднем проходит значительное время ($\geq 0,5 \text{ с}$) с момента образования иона или частицы в метастабильном состоянии, до момента, когда происходит обмен энергией. Если образование ионов и метастабильных состояний происходит одновременно с первичной ионизацией, то должно иметь место временное запаздывание между ионизацией и излучением, возбуждаемым тепловыми соударениями. Такое временное запаздывание можно было бы наблюдать в быстро меняющихся сияниях фотоэлектрическими методами.

Эфтеншол и Омхольт [66] рассмотрели и измерили этот эффект для возбуждения полос Мейнела и полос первой отрицательной системы N_2^+ . Предполагая, что эти полосы возбуждаются только первичными и вторичными электронами, они нашли, что на долю тепловых соударений приходится хотя и не основной, но все же значительный вклад в возбуждение. Приведенные результаты следует рассматривать лишь как предварительные.

Эванс и Валланс Джонс [68] изучили временное запаздывание между полосами первой отрицательной сис-

темы N_2^+ и первой положительной системы N_2 и нашли, что возможное время запаздывания меньше 0,1 с. Результаты изучения зеленой и красных линий кислорода согласуются с точкой зрения, что перенос энергии соударениями имеет важное значение лишь для возбуждения $\lambda 6300$ и $\lambda 6364$, но не $\lambda 5577 \text{ \AA}$ (ср. разд. 5.4).

Вегард предположил [200], что дублет натрия $\lambda 5890$ и $5896 \text{ \AA}$ ($3s \text{ } ^2S - 3p \text{ } ^2P$) иногда усиливается в полярных сияниях по сравнению со свечением ночного неба. Хантен [101] также допускал, что дублет натрия усиливается в сияниях типа В. Это убедительно показал Дерблом [60]. Прямое возбуждение атомов натрия первичными частицами и вторичными электронами, по-видимому, неэффективно из-за низкой концентрации атомов натрия. Хантен [102] предположил, что натрий возбуждается в реакции



Эффективное сечение возбуждения N_2 на уровень $v = 8$ электронами с энергиями от 2,6 до 3,0 эВ порядка 10^{-17} см^2 [44]. Из сравнения этого значения с эффективными сечениями, приведенными на рис. 5.1, и с вычислениями Столярски [189] различных скоростей возбуждения можно предположить, что скорость возбуждения N_2 ($v = 8$) должна быть по порядку величины такой же, как скорость возбуждения зеленой линии кислорода при прямом возбуждении атомарного кислорода, или несколько выше. Интенсивность дублета натрия составляет около 1% интенсивности зеленой линии (1 килорэлей в полярном сиянии балла III). Поскольку относительное содержание атомов натрия в воздухе всего лишь около 10^{-10} , эффективность гашения уровня $v = 8$ молекулы азота атомами натрия должна быть в 10^7 или 10^8 раз выше, чем другими частицами. Хантен [102] считает, что возможны коэффициенты скорости реакции $3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ или больше, тогда как, согласно Ципфу [212], подходящий порядок величины $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. Однако коэффициент скорости гашения возбужденного состояния N_2 другими молекулами азота около $10^{-14} - 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$ для уровней с v от 4 до 10 [212], и при этих значениях невозможно достаточно эффективное возбуждение натрия. Хотя все данные неопределенны, рассматриваемым здесь процессом пренебрегать нельзя.

5.1.3. Возбуждение тепловыми электронами. В п. 5.1.1 было указано, что вторичные электроны теряют также энергию в результате столкновений с частицами окружающего электронного газа. Скорость потерь энергии дается уравнением (5.5). В результате этих столкновений температура электронного газа поднимается выше температуры ионов и нейтральных частиц, и электронный газ может давать вклад в возбуждение оптического излучения. Чтобы найти электронную температуру, нужно рассмотреть баланс между процессами разогрева и потерь, причем последние происходят главным образом в результате столкновений с ионами и нейтральными частицами и вследствие теплопроводности.

Разогрев электронного газа фотоэлектронами в дневное время и связанные с ним суточные вариации электронной температуры были подробно изучены (ср. [54]). В полярных сияниях проблема усложняется из-за более сложной геометрии. Рис и др. [157] провели вычисления для сияния балла III, наблюдавшегося на Аляске. Они нашли, что между 120 и 400 км электронная температура примерно в 3 раза выше температуры нейтрального газа, а ионный газ тоже был сильно нагрет. На больших высотах (800 км) электронная и ионная температуры были почти равны и составляли около 4500 К по сравнению с 1200 К для их модели нейтральной атмосферы. Скорость разогрева электронов составляла от 0,1 до 1 эВ/с на одну частицу, так что время установления теплового равновесия при температуре несколько тысяч градусов должно быть порядка секунды. Аналогичные результаты, но для несколько более низких температур были получены Столярски [189]. Как с очевидностью следует из данных ракетных экспериментов [20, 99, 124], электронная температура значительно выше электронной температуры основной массы атмосферы.

На основе своей модели Рис и др. [157] нашли, что возбуждение красных линий [OI] тепловыми электронами незначительно на малых высотах, увеличивается до 10 % от полной скорости возбуждения на высоте 200 км и становится преобладающим выше 300 км (где излучение еще довольно значительно, потому что на более низких высотах существенна дезактивация). Аналогичные результаты были получены в [129], но вклад на высотах от 500

до 800 км составляет от 30 до 40%. Это уменьшение объясняется большим вкладом процесса (5.14).

Разогретые тепловые электроны могут также играть важную роль в возбуждении инфракрасных атмосферных полюс O_2 [125]. Потенциал возбуждения состояния $a^1\Delta_g$ всего лишь 1,0 эВ.

5.1.4. Разрядные механизмы и разогрев электрическими полями. Электрические разряды время от времени привлекались в качестве важного источника возбуждения в полярных сияниях (см., например, [41]). Однако этот источник отвергался главным образом по следующей причине. Для данного тока или для данной напряженности электрического поля распределение интенсивности при разряде значительно меняется в зависимости от плотности атмосферы. При вертикальных разрядах в полярном сиянии ток должен быть приблизительно постоянным по высоте, а при горизонтальных разрядах должна быть постоянной напряженность электрического поля (из-за высокой проводимости вдоль силовых линий магнитного поля). В спектре полярного сияния не наблюдается сильных высотных вариаций, которые можно было бы приписать таким механизмам. С учетом вероятных напряженностей электрического поля в полярном сиянии сравнение с вычислениями Чемберлена [41] приводит к заключению, что разряды играют незначительную роль как в полярных сияниях, так и в свечении ночного неба. В то же время было показано, что электрическое поле может значительно повысить ионную температуру [138, 140]. Согласно [129], разряды несут существенный вклад в возбуждение красных линий кислорода (потенциал возбуждения 2 эВ) вплоть до высоты 800 км.

Рис и Уолкер [156] выполнили детальные расчеты разогрева электронов и ионов электрическими полями. Их вычисления для двух моделей полярных сияний с максимальными электронными концентрациями $2,6 \cdot 10^6$ и $1,1 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высотах 150 и 220 км соответственно дают следующие результаты. При напряженности электрического поля 0,05 В/м электронная температура на 100—300 К выше, чем она была бы при отсутствии электрического поля, тогда как ионная температура поднимается на 1000—2000 К. В электрическом поле напряженностью 0,01 В/м

разогрев электронов, так же как и протонов, несуществен. Поскольку значение 0,01 В/м более типично для полей в пределах области эмиссии, можно заключить, что разогрев электрическим полем обычно дает очень незначительный вклад в возбуждение. Это справедливо и для поля напряженностью 0,05 В/м, но тогда нельзя полностью пренебрегать вкладом поля в возбуждение красной линии кислорода на больших высотах. Исключение составляет состояние $O_2(a^1\Delta_g)$ с потенциалом возбуждения всего 1,0 эВ.

Согласно Меджиллу и др. [125] и Ноксону [134], для того чтобы инфракрасные атмосферные полосы имели наблюдаемую интенсивность, требуется, чтобы эффективность расходования энергии первичных частиц на возбуждение состояния $O_2(a^1\Delta_g)$ была не менее 10%, а в экстремальных случаях даже 100%. Поэтому с физической точки зрения вполне возможно, что дополнительная требуемая энергия обеспечивается электрическим полем напряженностью от 0,05 до 0,1 В/м.

5.2. Дезактивация

Дезактивация возбужденных атомов и молекул в результате столкновений с другими атмосферными составляющими имеет большое значение в верхней атмосфере. Перенос энергии от одного вида частиц к другим вызывает вариации интенсивности излучения.

Если вероятность дезактивации столкновениями равна единице для каждого газокинетического столкновения, то полная вероятность дезактивации равна частоте соударений. В верхней атмосфере частота соударений составляет примерно 10^5 с^{-1} на высоте 80 км, примерно 10^2 с^{-1} на высоте 120 км и около 1 с^{-1} на высоте 300 км. Эти значения следует сравнить с коэффициентами вероятности спонтанных переходов, которые составляют от 10^5 до 10^8 с^{-1} для обычных возбужденных состояний и от 10^{-4} до 1 с^{-1} для рассматриваемых метастабильных состояний. Отсюда для разрешенных переходов гашение при дезактивации столкновением несущественно, тогда как для метастабильных уровней даже малая вероятность дезактивации при газокинетическом соударении должна приниматься во внима-

Времена жизни и коэффициенты скорости дезактивации для метастабильных состояний в полярных сияниях

Метастабильные состояния	Эмиссионные линии или полосу, λ , $\text{\AA}$	Время жизни, с	Ссылка	Партнер по столкновению	Коэффициент скорости дезактивации, $\text{см}^3/\text{с}$	Ссылка	h_1 , км
O(4S)	5577 и 2972	0,74	[74—77] ^a	O ₂ O	$1 \cdot 10^{-13} - 3 \cdot 10^{-13}$ $2 \cdot 10^{-13}$	[31, 191, 208, 211, 212]	95
O(1D)	6300 и 6364	110	[74—77]	N ₂ O ₂	$8 \cdot 10^{-11}$ (10^{-12}) $3 \cdot 10^{-11} - 6 \cdot 10^{-11}$	[58, 59, 104, 148, 178, 203, 212] ^в [130] ^ж [58, 59, 104, 148, 203, 212] ^в	300 (170)
O(3S)	1356	$6 \cdot 10^{-4}$	Там же				
O+(2P)	7319, 7330 и 2470	5	» »				
O+(2D)	3726 и 3729	$1,3 \cdot 10^4$ (3,6 ч)	» »	N ₂ O	$3 \cdot 10^{-10}$ $10^{-12} - 10^{-10}$	[52, 181, 212] ^г [118]	500
N(2P)	10395, 10404 и 3466	12	» »	N ₂			

$N(^2D)$	5198 и 5201	$9 \cdot 10^4$ (26ч)	» »	O_2	$1 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-12}$	[93, 104, 212]	300
$N(^4S)$	5755 и 3063	0,9	» »				
$N(^1D)$	6548 и 6584	250	» »				
$N_2(A^3\Sigma_u^+)$	Полосы Вегар- да — Каплана	1,3 (F_2) 2,6 (F_1, F_3)	[35, 169, 171] ^б	O N	$3 \cdot 10^{-11}$ $5 \cdot 10^{-11}$	[104, 212] ^д [212]	140
$O_2(a^1\Delta_g)$	Инфракрасные атмосферные полосы	2700	[19]	N O_2^-	$3 \cdot 10^{-13}$ $2 \cdot 10^{-10}$	[105, 212]	
$O_2(b^1\Sigma_g^+)$	Атмосферные полосы	12	[38, 45, 46, 204]	N_2	$1,5 \cdot 10^{-15}$	[135, 191, 202, 209, 212] ^е	90

^а Экспериментальные данные (см. разд. 5.4).

^б Более ранние аргументы свидетельствовали в пользу больших времен жизни — около $10-15$ с [37].

в См. также *Young, Black and Slanger; Noxon, Parkinson et. al.* в [212].

г м. также *Banks* в [212].

д См. также *Young* в [212].

е См. также *Noxon; Izod, Wayne* в [212].

ж Вычислено по измерениям Меркеля [130]. Он измерил отношение интенсивностей $I(\lambda 5577)$ в функции высоты при помощи фотометров, установленных на ракете. Из этих измерений определяется коэффициент скорости дезактивации около 10^{-12} см³/с. (Приводимый Меркелем коэффициент $\alpha = 10^{-10}$ см³= d_2/A_3 — вероятность, а не d_2 , как им ошибочно принято при сравнении с данными по излучению атмосферы.)

ние. При дезактивации газокинетическим столкновением коэффициент скорости реакции (вероятность на одну гасящую частицу в 1 см^3) составляет около $2 \cdot 10^{-10} - 3 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ при 300 K .

В табл. 5.4 дан список метастабильных состояний атомов и молекул, особенно важных в полярных сияниях, линий излучения, времен жизни, вероятных партнеров для столкновений, ведущих к дезактивации, и коэффициентов скорости реакций дезактивации. Видно, что в нескольких случаях коэффициент скорости дезактивации приближается к газокинетическому. Приведенные значения являются средними взвешенными по экспериментальным данным и взяты главным образом из обзорной статьи Ципфа [212]. В последнем столбце дана приближенная высота в атмосфере h_1 , на которой вероятность столкновительной дезактивации такая же, как и спонтанного излучения. Отсюда в некотором интервале высот ниже этой высоты излучение будет незначительно, поскольку гашение станет преобладающим.

Вычисления были выполнены на основе стандартной атмосферы (CIRA 1965), модель 5 (средний уровень солнечной активности) для полночи. Выше 150 км h_1 может значительно изменяться с солнечной активностью, а также до некоторой степени в течение суток. Например, в результате этих вариаций h_1 для $[\text{OI}] \lambda 6300 \text{ \AA}$ меняется между экстремальными значениями 250 и 400 км .

Многие значения коэффициентов скорости дезактивации следует считать предварительными. Расхождения между значениями, приведенными в обзорной статье [104], данными табл. 5.4 и данными [212] часто велики. Современные данные частично расходятся, как видно из экспериментальных данных, приведенных Ципфом [212]. Лабораторные эксперименты по определению коэффициентов часто сомнительны, и поэтому, как указал Хантен [103], ракетные измерения атмосферных эмиссий могут обеспечить ценное дополнение лабораторных данных. В верхней атмосфере природа создала идеальные условия для экспериментов — низкое давление и отсутствие стенок. Поэтому нежелательные или неизвестные вторичные эффекты сводятся к минимуму.

5.3. Интерпретация спектра

Не возникает сомнений в том, что главную роль в возбуждении спектра полярного сияния играют высокоэнергичные частицы и вторичные электроны. Для большинства линий и систем полос имеет место удовлетворительное согласие между наблюдаемыми и теоретическими интенсивностями, если учесть, что существуют неопределенности в данных об основных процессах и в наблюдаемых величинах. В данных табл. 5.1 видно разумное согласие между теорией и наблюдениями, за исключением запрещенных и поэтому сильно гасящихся переходов. Важным исключением является система полос N_2 Лаймана—Бирджа—Хопфилда. Другое исключение — инфракрасная атмосферная система полос O_2 , которая может возбуждаться горячими тепловыми электронами или механизмами разряда (пп. 5.1.3 и 5.1.4).

В этом разделе мы более подробно познакомимся с интерпретацией распределения интенсивности, и в частности рассмотрим линии атомов и распределение интенсивности в пределах молекулярных систем полос.

5.3.1. Атомарные линии. Запрещенные линии $[OI]$ $\lambda 5577$ ($^1D - ^1S$) и $\lambda 6300$ и 6364 ($^3P - ^1D$) — наиболее часто обсуждаемые и наблюдаемые авроральные эмиссии. Из разд. 5.1 и 5.2 (а также разд. 5.4) с несомненностью следует, что возбуждение линии $\lambda 5577$ происходит главным образом в результате непосредственного возбуждения O или диссоциации и возбуждения O_2 первичными частицами или вторичными электронами. Диссоциативная рекомбинация может давать вклад на больших высотах — вероятно, меньше 10% общей эмиссии, проинтегрированной по высоте. Может также иметь место перенос энергии от N_2 ($A \ ^3\Sigma_u^+$) в результате процесса (5.12). Роль дезактивации менее важна, за исключением малых высот.

Для мультиплета $\lambda 6300$ и 6364 все обстоит иначе. Дезактивация столкновениями очень эффективна на высотах, где большинство других эмиссий являются сильнейшими (разд. 5.2). Поэтому эмиссия $\lambda 6300$ и 6364 локализована главным образом выше 200—300 км (п. 4.2.3). Хотя вторичные электроны играют важную роль, перенос тепловой

энергии при столкновениях и возбуждение горячими тепловыми электронами, вместе взятые, вероятно, дают значительно больший вклад (разд. 5.1).

Отношения интенсивностей некоторых других атомарных линий кислорода не поддаются такому простому объяснению (см. также [96]). Из табл. 4.4 следует, что отношение интенсивностей для переходов $^3P \rightarrow ^5S \lambda 1356$ и $^3P \rightarrow ^3S \lambda 1304$ составляет около 0,05, тогда как расчеты Столярски и Грина [188] дают около 0,5, т. е. в 10 раз больше. В то же время отношение интенсивностей переходов $^5S \rightarrow ^5P \lambda 7773$ и $^3S \rightarrow ^3P \lambda 8446$ составляет около 0,5—в 10 раз больше теоретического значения.

На первое отношение интенсивностей может оказывать сильное влияние резонансное рассеяние излучения $\lambda 1304$, так как переход $2p^4 \ ^3P \rightarrow 3s \ ^3S$ является резонансным, а также дезактивация метастабильного состояния $3s \ ^5S$. Поскольку данные об интенсивностях получены из описанных выше спутниковых измерений, наблюдаемая интенсивность излучения $\lambda 1304$ может быть раза в два выше, чем при отсутствии резонансного рассеяния [96]. Это объясняется тем, что направленное вниз излучение поглощается и в значительной степени переизлучается вверх. Измеряемое отношение $I(\lambda 1356)/I(\lambda 1304)$ также не очень точно, и в одном случае было найдено значение 0,2 [22]. Поскольку теоретические значения не являются очень точными, не исключено, что существенных расхождений с экспериментом не найдено. Метастабильность состояния $3s \ ^5S$, вероятно, не влияет на отношение интенсивностей. Время жизни меньше 10^{-3} с [77], и поэтому лишь чрезвычайно высокая эффективность гашения могла бы повлиять на отношение интенсивностей. Однако следует заметить, что измеренные интенсивности (табл. 4.4) указывают, что преобладающим процессом возбуждения мультиплета $\lambda 1356$ является каскадный переход с уровня $3p \ ^5P$ через мультиплет $\lambda 7773$. Из сравнения наблюдаемых и вычисленных интенсивностей (табл. 4.4) следует, что теория предсказывает интенсивность мультиплета $\lambda 1304$ не слишком плохо, тогда как интенсивности мультиплетов $\lambda 7773$ и $\lambda 8446$ содержат ошибку в 2—5 раз в обе стороны, а интенсивность мультиплета $\lambda 1356$ меньше в 10 раз. Остается исследовать,

может ли прямая диссоциация с возбуждением молекулы O_2 объяснить наблюдения.

Особый интерес проявляется к линиям O^+ и N^+ : могут ли они наряду с полосами N_2^+ служить для измерения скоростей ионизации и диссоциации во время сияния? Надежно наблюдаемые переходы приведены в табл. 4.2. Возбуждение, вероятно, происходит через непосредственную ионизацию атомов, а также диссоциацию и ионизацию молекул.

Чемберлен [41] вычислил, что суммарные интенсивности разрешенных линий NII и OII в сиянии балла III равны 50 и 10 килорэлей соответственно, а запрещенных I и 5 килорэлей. Эти значения следует сравнить с интенсивностью порядка 100 килорэлей для полос первой отрицательной системы N_2^+ и полной скоростью ионизации в вертикальном столбе около $2 \cdot 10^{12}$ пар ионов/(см²·с). Из-за каскадных переходов не все фотоны излучаются в результате процесса возбуждения, являющегося в то же время процессом ионизации. Поэтому по эмиссии ионов N_2^+ и O^+ нельзя судить о полной скорости ионизации.

Сравнение эффективных сечений полной ионизации N_2 электронами и образования N_2^+ указывает, что примерно одна пятая актов ионизации N_2 ведет к появлению ионизованных атомов, а не ионизованных молекул [51]. Вероятно, большинство этих ионизованных атомов образуется в основных конфигурациях $2p^2$ и $2p^3$ для азота и кислорода соответственно. Для этого достаточно энергии около 30 эВ и меньше, тогда как для возбуждения более высоких конфигураций требуется на 20 эВ больше.

Заметная доля ионов, вероятно, остается в возбужденных метастабильных состояниях конфигураций $2p^2$ и $2p^3$, но дезактивация столкновениями, по-видимому, ведет к сильному гашению. Время жизни состояний $O^+(^2P)$ и $N^+(^1S)$ около 5 и 1 с соответственно, а состояний $O^+(^2D)$ и $N^+(^1D)$ — около 4 ч и 4 мин соответственно (табл. 5.3). Жерар [80] попытался вычислить концентрации ионов O^+ , интенсивность и высотные вариации для мультиплетов [OII] $\lambda 7319, 7330$ ($^2D - ^2P$) и $\lambda 3729$ ($^4S - ^2D$). Для мультиплета ($^2D - ^2P$) согласие с наблюдениями удовлетворительное, а для мультиплета ($^4S - ^2D$) из вычислений сле-

дует слишком низкая интенсивность. Однако, как указал Жерар [80], имеется сильная зависимость от потока мягких первичных частиц, поскольку эмиссия происходит главным образом на больших высотах.

Наблюдения и их интерпретация для линии [NII] $\lambda 6584$ ($^3P_2 - ^1D$) опубликованы Харангом и Петтерсеном [89] и Белоном и Кларком [25], линии NII $\lambda 5003$ ($3s\ ^3P_0 - 3p\ ^3S_1$) — Чередниченко [12], Вайсбергом [1] и Иванчуком [5], линии NII $\lambda 4176$ ($3d\ ^1D - 4f\ ^1F$) — Жераром и Харангом [81] (см. также [141]). Линия $\lambda 5003$ была приписана протонным столкновениям, поскольку она коррелирует с интенсивностью H β [5]. Возбуждение некоторых других мультиплетов NII изучалось в лаборатории [62].

Во время полярного сияния концентрация атомов азота и кислорода будет увеличиваться вследствие диссоциативной рекомбинации, которая следует за ионизацией N₂ и O₂. Браун [36] рассмотрел рост концентрации атомарного азота во время сияния и нашел, что при типичных концентрациях авроральных ионов концентрация азота быстро поднимается до уровня, превышающего дневной. Однако он установил, что скорость возбуждения атомов азота в результате столкновений с электронами даже при повышенной концентрации N меньше, чем в результате диссоциативной рекомбинации ионизированных молекул. Маэда и Эйкин [117] изучили диссоциацию O₂ в результате столкновений с авроральными частицами и пришли к выводу, что этот процесс может быть важным в спокойных формах сияний с жестким энергетическим спектром электронов. Таким образом, диссоциация обычно не изменяет состав атмосферы в такой степени, чтобы это было существенно для спектра полярного сияния.

5.3.2. Распределение интенсивности в системах молекулярных полос. Распределение интенсивности между различными колебательными полосами в системе молекулярных эмиссионных полос дается формулами (см., например, [131])

$$I_{v'v''}(BA) = C_{BAN_{v'}}(B)E_{v'v''}^3 p_{v'v''}, \quad (5.16a)$$

$$I_{v'v''}(BA) = C_{BAN_{v'}}(B)E_{v'v''}^3 R_e^2(\bar{r}_{v'v''}) q_{v'v''}. \quad (5.16b)$$

Здесь интенсивность I измеряется числом фотонов (а не энергией), испущенных некоторым принятым за единицу числом молекул в единицу времени. Через v' и v'' обозначены колебательные квантовые числа в верхнем B и нижнем A состояниях соответственно. $E_{v',v''}$ — энергия фотона, $R_e^2(\bar{r}_{v',v''})$ — электронный момент перехода, $q_{v',v''}$ — множитель Франка — Кондона. $R_e^2(\bar{r}_{v',v''})$ слабо зависит от $\bar{r}_{v',v''}$ — среднего межъядерного расстояния во время перехода:

$$\bar{r}_{v',v''} = \int \psi_{v'} r \psi_{v''} dr / \int \psi_{v'} \psi_{v''} dr. \quad (5.17)$$

Множитель Франка — Кондона $q_{v',v''}$ определяется формулой

$$q_{v',v''} = \left| \int \psi_{v'} \psi_{v''} dr \right|^2, \quad (5.18)$$

где ψ_v — колебательная волновая функция. Функция

$$p_{v',v''} = R_e^2(\bar{r}_{v',v''}) q_{v',v''} \quad (5.19)$$

есть так называемая сила полосы.

За исключением метастабильных состояний с большими временами жизни, распределение энергий обычно не зависит от столкновений. Скорость заселения данного колебательного уровня определяется тогда формулой

$$g(v') = \sum_{v''} I_{v',v''} = C_{BA} N_{v'}(B) \sum_{v''} p_{v',v''} E_{v',v''}^3. \quad (5.20)$$

Если силы полос $p_{v',v''}$ известны, то, зная населенность одной полосы, можно определить населенности остальных, поскольку подстановка $N_{v'}(B)$ из (5.16а) дает

$$g(v') = I_{v',v''} \frac{\sum_{v''} p_{v',v''} E_{v',v''}^3}{p_{v',v''} E_{v',v''}^3}. \quad (5.21)$$

Если за возбуждение ответственные электроны, то число переходов из основного состояния X и колебательного уровня v'' на уровень B , v' дается формулой (см., напри-

мер, [131])

$$I_{v''v'}(XB) = C_{XB} N_{v''}(X) G_{XB}^2 (\bar{r}_{v''v'}) q_{v''v'}(XB). \quad (5.22)$$

Здесь G_{XB}^2 — момент перехода, слабо зависящий от среднего межъядерного расстояния. Для разрешенных оптических переходов обычно принимается, что выражение для G_{XB}^2 имеет такой же вид, как и для R_e^2 .

Поскольку моменты перехода R_e^2 и G^2 слабо зависят от r , а следовательно, от колебательного квантового числа, распределение интенсивности между различными полосами и скорости возбуждения на различные колебательные уровни зависят главным образом от множителя Франка—Кондона q . В [131, 210] приведены множители Франка—Кондона для ряда систем полос. Измерения для полос Вегарда—Каплана были проведены Чандрайхом и Шефердом [43].

При разумных значениях температур (гл. 6) почти все молекулы, находящиеся в основном состоянии, пребывают на нулевом колебательном уровне, поэтому скорости возбуждения не сильно зависят от температуры атмосферы.

Имея соответствующие данные, можно теоретически вычислить синтетические спектры и сравнить их с наблюдениями. При вычислениях нужно ввести поправку на конечную ширину щели спектрографа. Это надежный метод анализа более сложных частей спектра полярного сияния. Пример такого анализа, выполненного Шемански и Валланс Джонсом [172], показан на рис. 5.2.

При вычислении истинных скоростей заселения надо также учитывать каскадные переходы с более высоких состояний. Например, состояние $B^3\Pi_g$ молекулы N_2 заселяется как прямым возбуждением из основного состояния, так и в результате каскадного перехода из состояния $C^3\Pi_u$ с излучением полос второй положительной системы (ср. табл. 4.3).

Пионерская работа по анализу систем авроральных полос была выполнена Бейтсом [23, 24], который проанализировал полосы первой отрицательной системы N_2^+ и первой и второй положительных систем N_2 . Зависимость R_e^2 и G^2 от $\bar{r}$ не учитывалась. С тех пор было выполнено много работ, и мы упомянем наиболее важные, появившиеся

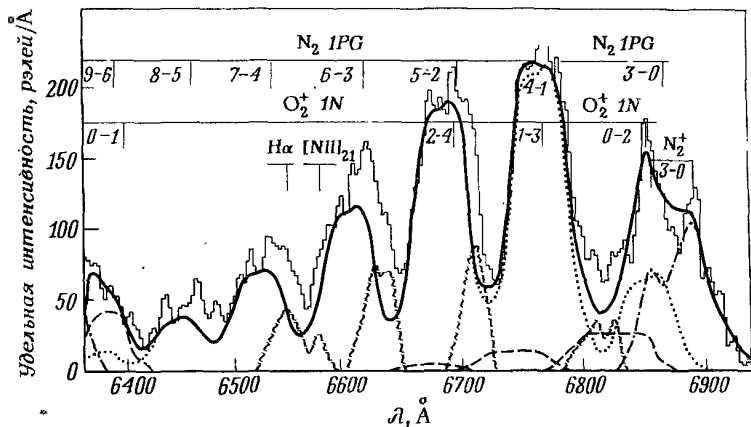


Рис. 5.2. Спектр полярного сияния типа *B* [172]. Тонкая линия — полный синтетический спектр, пунктирная линия — 1-я положительная система полос N_2 (250 K), штрих-пунктирная линия — система полос Мейнела N_2^+ , штриховая линия — 1-я отрицательная система полос O_2^+ , жирная линия — наблюдаемый спектр, волнистая линия — разность синтетического и наблюдаемого спектров $\Delta\lambda = 15 \text{ Å}$.

ся с 1960 по 1970 г. Более ранние работы, выполненные до 1960 г., приведены в книге Чемберлена [42].

Бродфут и Хантен [34] изучали полосы системы Вегарда—Каплана и полосы первой и второй положительных систем N_2 . Они пришли к выводу, что почти все возбуждение полос системы Вегарда—Каплана осуществляется каскадным переходом (полосы первой положительной системы). Ахмед [16] пришел к такому же выводу. Это не согласуется с вычислениями Столярски и Грина [188] (табл. 5.1). Они также заключили, что каскадный переход через полосы второй положительной системы дает заметный вклад в возбуждение полос первой положительной системы (около 17%). Шемански и Валланс Джонс [172] обнаружили значительные различия в распределении колебательных уровней в полосах первой положительной системы между сияниями типа *B* и сияниями на больших высотах. Около 5% вклада от каскадных переходов лучше

объясняет данные наблюдений, но не очень точно (п. 4.2.5). Они провели предварительное изучение полос первой отрицательной системы O_2^+ и не обнаружили расхождения между предсказанными (на основании электронных возбуждений) и наблюдаемыми интенсивностями. Распределение интенсивностей полос первой отрицательной системы N_2^+ также согласуется с электронным возбуждением [42].

Бенеш и др. [26, 27] заключили, что наблюдаемая структура колебательных полос 2-й положительной системы N_2 указывает на колебательную температуру молекул основного состояния около 2000 К, в этом случае заселяются более высокие колебательные уровни основного состояния. Колебательные температуры, возможно, выше при электронном возбуждении (п. 5.1.1). Для полос первой положительной системы их вывод о каскадных переходах согласуется с выводом Шемански и Валланс Джонса [172].

В лабораторных условиях получен ряд свидетельств, в пользу того, что возбуждение протонами ведет к более сильному развитию колебательного возбуждения, чем возбуждение электронами [42]. Такие свидетельства пока не однозначны, поскольку мощные источники возбуждения могут приводить к чисто колебательному возбуждению, и при последующих исследованиях не удалось обнаружить этого эффекта [149, 174]. Из спектров полярных сияний не следует, что хотя бы частичное усиление колебательного возбуждения имеет место в протонных сияниях [82].

Итак, наблюдаемое распределение интенсивностей согласуется с предположением, что основным процессом возбуждения является электронное и протонное возбуждение нейтральных молекул из основного состояния в приближении теплового равновесия. На больших высотах распределение интенсивностей, возможно, иное из-за колебательного возбуждения молекул в основном состоянии и слабого перераспределения в результате столкновений к тепловому равновесию. Следует иметь в виду, что авроральные эмиссии излучаются с большого диапазона высот, где плотность меняется на несколько порядков. Существующие разногласия между наблюдениями и теорией в количественном отношении, вероятно, не больше, чем можно объяснить ошибками наблюдений и приближениями, используемыми

при теоретических расчетах. Например, в теоретических работах вариации момента возбуждения $G^2(\bar{r}_{v'v''})$ не учитывались. Важным исключением может быть возбуждение полос атмосферной системы O_2 [п. 5.1.2, уравнение (5.11)] и полос инфракрасной системы O_2 (п. 5.1.4).

5.4. Время жизни метастабильных атомов кислорода

Зеленая линия кислорода 5577 Å испускается с уровня 1S , который имеет время жизни относительно излучения около 0,7 с. Следовательно, в полярном сиянии быстроменяющейся интенсивности излучение этой линии некоторым объемом воздуха должно было бы произойти позже, чем в случае разрешенных переходов, таких, как полосы первой отрицательной системы N_2^+ , потому что эмиссия запаздывает по сравнению с возбуждением. Осознав это, легко наблюдать подобное явление в полярных сияниях. Узкие лучи, быстро движущиеся по небу, имеют фиолетовый передний край и за ним расплывчатое зеленое свечение. Это явление использовалось для изучения времени жизни атомов $O(^1S)$ в верхней атмосфере [68, 136, 138, 142, 145]. Возможность подобного метода измерений независимо предположил Свингс [194]. Примеры записей приведены на рис. 5.3 и 5.4.

Населенность n уровня 1S кислорода записывается в виде

$$\frac{dn}{dt} = Q - (A_{32} + A_{31} + d_3)n = Q - \frac{1}{\tau}n, \quad (5.23)$$

где Q — коэффициент возбуждения, A_{32} , A_{31} и d_3 — вероятности спонтанных переходов на уровень 1D (с излучением $\lambda 5577$), на уровень 3P (с излучением $\lambda 2972$) и дезактивации столкновениями атомов $O(^1S)$ соответственно. τ — эффективное время жизни атомов кислорода на уровне 1S , даваемое выражением

$$1/\tau = A_{32} + A_{31} + d_3. \quad (5.24)$$

Излучение фотонов $\lambda 5577$ дается формулой

$$I_0 = A_{32}n. \quad (5.25)$$

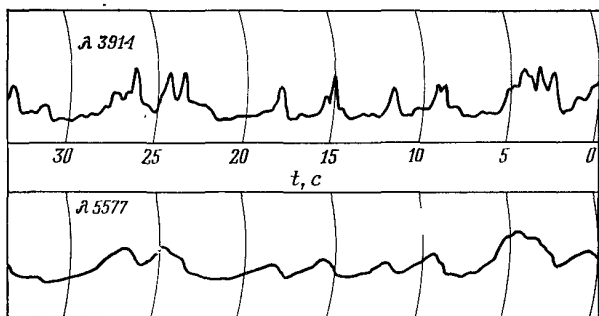


Рис. 5.3. Запись пламенного полярного сияния (Йеркская обсерватория).

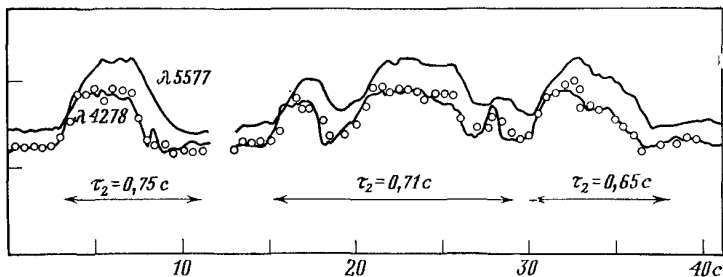


Рис. 5.4. Записи пульсирующего полярного сияния (Тромсё). Интервалы, отмеченные стрелочками, были обработаны как отдельные записи, по которым были вычислены данные значения τ . Кружки — кривая для $I(\lambda 4278)$, построенная на основании кривой $I(\lambda 5577)$ при помощи уравнения (5.27) при $\tau = 0,75$ с.

Испускание фотонов полос первой отрицательной системы происходит за время 10^{-7} — 10^{-8} с, поэтому для наших целей мы можем всегда считать излучение этих полос пропорциональным возбуждению и находящимся с ним в фазе. Тот факт, что отношение интенсивностей полос первой отрицательной системы и зеленой линии в спокойном полярном сиянии обычно практически постоянно (пп. 4.2.2 и 5.3.1), свидетельствует в пользу точки зрения, что соответствующие коэффициенты возбуждения приблизительно постоянны.

Тогда

$$Q = kI_N, \quad (5.26)$$

и мы получим из (5.23) и (5.25)

$$KI_N = I_O + \tau dI_O/dt, \quad (5.27)$$

где

$$K = kA_{32}\tau. \quad (5.28)$$

Отсюда детальные измерения I_N , I_O и dI_O/dt в быстро изменяющихся сияниях могут дать сведения для вычисления K и τ . Измерения должны быть довольно точными, так как вариации интенсивности происходят достаточно быстро и $\tau dI_O/dt$ того же порядка величины, что I_O и KI_N .

Для определения K и τ из наблюдений использовались три основных метода. Первый — графический метод, разработанный Омхольтом и Харангом [142] и Омхольтом [136], а позднее также Эвансом и Валланс Джонсом [68]. Из записей I_N и I_O эти величины, а также dI_O/dt можно определить одновременно в различных точках вдоль кривой или, чтобы увеличить точность, как средние значения в различных интервалах. Уравнение (5.27) в системе координат (K, τ) теперь дает прямую линию. Отсюда каждый набор измерений описывает прямую линию, и при условии, что уравнение (5.27) точно описывает наблюдаемое явление, эти линии должны пересечься в одной точке, давая истинные значения K и τ . В действительности имеется некоторый разброс точек пересечения отдельных линий, а это указывает, что уравнение (5.27) не является точным. Однако в большинстве случаев оно выполняется довольно хорошо, и величины K и τ можно определить вполне точно.

Второй метод — это метод наименьших квадратов. Принимается, что лучшие значения K и τ — те, которые при подстановке в уравнение (5.27) вместе с измеренными интенсивностями дают минимум величины [138]

$$\Delta^2 = \int_{t_1}^{t_2} \left(KI_N - I_O - \tau \frac{dI_O}{dt} \right)^2 dt. \quad (5.29)$$

Если интенсивности и их производные измерены в дискретных интервалах, то соответствующая конечная сумма укло-

нений должна быть минимальной. По величине $\Delta_{\min}^2$ можно судить, насколько точно удовлетворяется уравнение (5.27).

Важным возмущающим фактором при измерениях слабых оптических сигналов является шум. Отчасти (в большинстве случаев) это дробовой шум из-за статистической природы токов, порождаемых фотонами, и отчасти — инструментальный шум. Поскольку шум почти белый, т. е. одинаков на всех частотах, тогда как вариации в полярном сиянии ограничены конечной областью частот, предпочтителен частотный спектральный анализ. Такие методы позволяют рассматривать сигнал только в тех диапазонах частот, где отношение сигнала к шуму наибольшее, или приписывают наибольший вес такому сигналу.

Описанные выше методы просты и требуют небольшого объема вычислений, что с современными вычислительными машинами не представляет серьезной проблемы. Метод, основанный на частотном анализе, разработан Паулсоном и Шефердом [145]. Поскольку их метод довольно сложный и его преимущества неочевидны, мы приведем для иллюстрации более простое и более прямое приближение.

Рассмотрим линейное отношение между двумя зависящими от времени величинами $X(t)$ и $Y(t)$ и их производными:

$$Y(t) + \beta \frac{d}{dt} Y(t) = aX(t) + b \frac{d}{dt} X(t). \quad (5.30)$$

Если интегралы Фурье этих величин записываются в виде

$$X(t) = \int_0^{\infty} x(\omega) e^{j(\omega t + \varphi_x)} d\omega, \quad (5.31)$$

$$Y(t) = \int_0^{\infty} y(\omega) e^{j(\omega t + \varphi_y)} d\omega, \quad (5.32)$$

где коэффициенты Фурье $x(\omega)$ и $y(\omega)$ — действительные, то подстановкой (5.30) легко показать, что

$$y(\omega) = \left(\frac{a^2 + \omega^2 b^2}{1 + \omega^2 \beta^2} \right)^{1/2} x(\omega), \quad (5.33)$$

а разность фаз

$$\varphi(\omega) = \varphi_y - \varphi_x = \arctg(\omega\beta) - \arctg \frac{\omega b}{a}. \quad (5.34)$$

Коэффициенты a , b и β можно определить из экспериментальных кривых для $y(\omega)/x(\omega)$ и $\varphi(\omega)$. При $\beta = 0$, как принято в данном случае, соотношения упрощаются. Мы получаем из (5.33)

$$i_N(\omega) = (1 + \omega^2\tau^2)^{1/2} i_O(\omega)/K \quad (5.35)$$

и из (5.34)

$$\operatorname{tg} \varphi(\omega) = -\omega\tau, \quad (5.36)$$

где $i_N(\omega)$ и $i_O(\omega)$ — коэффициенты Фурье I_N и I_O .

Выполняется также следующее соотношение:

$$i_N(\omega) \cos \varphi(\omega) / i_O(\omega) = 1/K. \quad (5.37)$$

Из анализа Фурье двух интенсивностей и графика отношения i_N/i_O или фазового угла φ в функции ω можно определить время жизни τ , а также и отношение интенсивностей K . Если основное уравнение (5.27) верно, то уравнение (5.37) также должно выполняться для всех значений ω . Поскольку данные имеющихся наблюдений и инструментальные шумы характеризуются довольно плоскими спектрами и случайными фазами, тогда как наблюдения полярных сияний имеют максимум на более низкой частоте, мы в конце концов придем к частотам, где уравнение (5.37) уже несправедливо. Таким образом, можно получить данные о том, на каких частотах авроральный сигнал превышает уровень шумов.

Паулсон и Шеферд [145] проанализировали этим методом одновременные записи интенсивностей полосы $N_2^+ \lambda 3914$ и линии [OI] $\lambda 5577$, однако они использовали несколько отличающийся математический аппарат. Они вычислили автокорреляционные функции ρ_N и ρ_O и кросс-корреляционные функции ρ_{NO} для двух записей интенсивностей, а также спектры Фурье для них. Фазовый сдвиг между компонентами Фурье ρ_{NO} и ρ_O дается уравнением (5.36) и функцией «связи»

$$\gamma(\omega) = \frac{f_{NO}(\omega)}{[f_N(\omega) f_O(\omega)]^{1/2}}, \quad (5.38)$$

где $f(\omega)$ — коэффициенты Фурье для корреляционных функций должны быть равны единице, при условии что основное соотношение между I_N и I_O выполняется. Авроральный сигнал преобладает над шумом вплоть до частот, где $\gamma(\omega)$ начинает заметно отклоняться от единицы. Соотношение между f_{NO} и f_N такое же, как между i_O и i_N с точностью до нормирующих множителей.

Все наблюдения явно свидетельствуют в пользу точки зрения, что K с высокой степенью точности постоянно в течение нескольких секунд на записи, используемой для вычисления K и τ . Паулсон и Шеферд [145] нашли, что функция связи γ очень близка к единице вплоть до частот от 0,3 до 1 с^{-1} ($\nu - \omega/2\pi$) и их график зависимости $\lg \varphi$ от ω дает прямые линии до тех же предельных частот. В нескольких случаях данные для более высоких значений ω указывают на большее τ , чем при меньших ω .

Поскольку интенсивности часто измерялись в произвольных единицах, значения K не являются абсолютными или сравнимыми. Вычисленные значения τ приведены в табл. 5.5. С учетом вероятных ошибок отдельных результа-

Таблица 5.5

Форма полярного сияния	τ , с	Ссылка
Драпри и полосы	0,45—0,8 0,4—0,85 0,5—0,8 0,68±0,11	[142] [136] [138] Среднее из 15 записей
Тип В	0,48±0,06	[68]
Пульсирующее сияние	0,55—0,6 0,6—0,75 0,74±0,10 0,57±0,06	[142] [136] [138], два события с несколькими записями каждое
Пульсации в «спокойных» авроральных формах	0,47—0,73±0,03	[145]
Пламенное сияние	0,67±0,06	[68]

тов данные хорошо согласуются с радиационным временем жизни около $0,70\text{--}0,75$ с для $O(^1S)$, и их дезактивация происходит в низких сияниях. Поскольку значения $0,45\text{--}0,50$ с безусловно реальны, коэффициент дезактивации d_3 в уравнении (5.24) должен иногда достигать $0,7\text{ с}^{-1}$. Это значение должно быть средним в интервале высот, в котором имеют место сияния, — в хорошем согласии с данными табл. 5.4. В соответствии с этими данными коэффициент дезактивации $1,4\text{ с}^{-1}$ ожидается на высоте 95 км, тогда как большинство полярных сияний происходит на больших высотах. Для пульсирующих сияний нередко коэффициенты дезактивации $0,2\text{--}0,3\text{ с}^{-1}$. Измеренные времена жизни и постоянное значение коэффициента K согласуются с точкой зрения, что процессы возбуждения, которые привели бы к большому временному запаздыванию возбуждения, такие, как диссоциативная рекомбинация O_2^+ и перенос энергии от $N_2(A\ ^3\Sigma_u^+)$ через процесс (5.12), не столь существенны [143, 144].

Предпринимались попытки измерить эффективное время жизни атомов $O(^1D)$ в полярном сиянии по нерегулярным временным вариациям его интенсивности графическим методом или методом наименьших квадратов [139, 186]. Был получен диапазон времен жизни от -10 до $+525$ с со средним значением 190 с и медианным значением 140 с. Из последующих фотометрических записей (Омхольт, не опубликовано) линии $\lambda 6300$ и полос N_2^+ выяснилось, что уравнение (5.27) в большинстве случаев довольно плохо удовлетворяет данным наблюдений, и был сделан вывод, что время жизни атомов $O(^1D)$ нельзя измерить таким методом.

Это и не удивительно. Коэффициент дезактивации $O(^1D)$ при столкновениях с O_2 и N_2 на два порядка выше, чем при столкновениях $O(^1S)$ с O и O_2 (ср. табл. 5.4). Однако радиационное время жизни составляет около 110 с. В результате этого происходит гашение излучения $\lambda 6300$ ниже 200 км. Поэтому наблюдаемое излучение N_2^+ и $\lambda 6300$ в полярном сиянии имеет место в существенно различном диапазоне высот, и наблюдаемая эмиссия $\lambda 6300$ возбуждается главным образом (прямо или косвенно) частицами очень низких энергий в результате первичных или вторичных процессов переноса энергии (п. 5.1.2). Это наряду с фактом,

что запись, используемая для измерения времени жизни линии $\lambda 6300$, должна длиться 5—10 мин, оставляет мало возможностей для того, чтобы отношение скоростей возбуждения было постоянным в течение записи. Кроме того, поскольку наблюдения с земли дают интегральный эффект по высоте, а время жизни меняется с высотой почти от нуля до полного неискаженного значения, измеренное среднее значение имело бы малую значимость.

Действительно, если измерения дают длительное время жизни, то возбуждение красной линии в самой верхней части полярного сияния, возможно, запаздывает по сравнению с основным возбуждением, происходящим на меньших высотах. Этот вывод согласуется с точкой зрения, что важную роль играют процессы переноса энергии, (п. 5.1.2).

Несмотря на эту трудность, были измерены более правильные одновременные пульсации интенсивности в $\lambda 6300$ и $\lambda 5577$ [65]. Наблюдались периоды даже меньше 10 с, хотя модуляция интенсивности $\lambda 6300$ была очень мала — меньше 1%. Результаты наблюдений согласуются с известным высотным распределением интенсивности сияний и коэффициентов гашения. Модулированное излучение $\lambda 6300$ приходит из нижней части области аврорального свечения с заметным уменьшением эффективного времени жизни атомов $O(^1D)$. По временному запаздыванию двух кривых интенсивности и относительному затуханию вариаций излучения $\lambda 6300$ можно вычислить коэффициент гашения в нижних частях полярного сияния. Изер [65] нашел, что этот коэффициент растет с уменьшением периода пульсаций. Он считает единственным разумным объяснением общее уменьшение эффективной высоты излучения $\lambda 6300$ с уменьшением периода. Это согласуется с выводом Иогансена [107], сделанным на основе сравнения частоты пульсаций и эффективности поглощения радиоволн пульсирующими сияниями (разд. 6.9).

5.5. Излучение гелия

Если в потоке первичных частиц, вторгающихся в атмосферу во время полярного сияния, присутствуют α -частицы, то можно ожидать, что будут испускаться линии

гелия в результате процессов возбуждения, подобных тем, которые ответственны за излучение линий водорода. Фэн [69] на основе лабораторных экспериментов предположил, что в сияниях мог бы наблюдаться мультиплет $\lambda 5876$ ($1s2p\ ^3P - 1s3d\ ^3D$) при условии, что в первичном потоке α -частицы составляют около 10% или более.

Изер [63] выполнил детальные расчеты ожидаемой эмиссии мультиплета $\lambda 5876$ при различных энергиях α -частиц в первичном потоке. Если падающий на атмосферу поток состоит только из ионов He^{++} , то благодаря перезарядке быстро установится равновесие между He^{++} , He^+ и He , аналогично тому как это имеет место для протонов (разд. 3.2). Лабораторные данные показывают, что доля He^{++} , оставшаяся в пучке, достигает равновесного значения уже на высоте около 300 км. Поэтому в детальных вычислениях, подобных вычислениям для водород-протонного пучка, нужно рассматривать только He^+ и He . Следует заметить, что основное состояние гелия — 1S , тогда как легче всего наблюдаются мультиплеты $\lambda 5876$ ($1s2p\ ^3P - 1s3d\ ^3D$) и $\lambda 10\ 830$ ($1s2s\ ^3S - 1s2p\ ^3P$), принадлежащие триплету. Переход между двумя наборами состояний — парагелий (синглет) и ортогелий (триплет) — имеет место только при обмене электронами или при ионизации, сопровождаемой рекомбинацией. Обмен электронами может быть пренебрежимо малым в случае, если энергичные атомы гелия сталкиваются с атмосферными составляющими.

Равновесные доли ионизованного гелия, парагелия и ортогелия, а также коэффициенты возбуждения различных рассматриваемых состояний в принципе можно вычислить. Из-за неопределенностей в значениях эффективных сечений вычисленные интенсивности излучений крайне неточны. Для α -частиц с энергией 250 кэВ, вторгающихся в азотную атмосферу, верхний и нижний пределы излучения $\lambda 5876$, согласно вычислениям, составляют 10 и 31 фотон на α -частицу соответственно. При одинаковых потоках протонов и α -частиц с энергиями более 200 кэВ интенсивность $\lambda 5876$ должна быть в два раза больше, чем Нв [63].

Эмиссия гелия в полярных сияниях предполагалась рядом авторов. Бернард [28, 29] предварительно отождествил несколько деталей в спектре полярного сияния с ге-

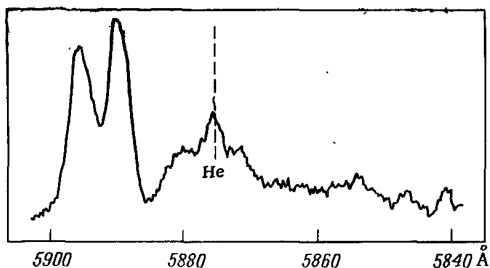


Рис. 5.5. Мультиплет гелия λ 5876 в спектре полярного сияния 16 ноября 1968 г. [184].

лием, но это отождествление не подтвердилось. Миронов и др. [8, 9] нашли деталь, которая совпадала с мультиплетом λ 10 830. Это излучение было обнаружено в знаменитом полярном сиянии 11 февраля 1958 г. Шефов [13, 14] и Федорова [10, 11] также нашли свидетельства в пользу линий гелия в спектре полярного сияния.

Убедительное доказательство того, что линии гелия могут наблюдаться в спектрах сияний, по-видимому, было выдвинуто Штоффрегенем [184], который наблюдал мультиплет λ 5876. На рис. 5.5 показано его наблюдение, когда блендирование вращательными линиями ОН было не очень сильным. Блендирование было главным препятствием при попытках наблюдать мультиплет λ 10 830.

Из наблюдений Штоффрегена, по-видимому, следует, что интенсивность мультиплета λ 5876 составляет от 50 до 120 рэлей и что мультиплет наблюдается только в кратковременные периоды повышенной интенсивности. Типичный случай показан на рис. 5.6. Тот факт, что линии гелия наблюдаются только в течение коротких периодов, по-видимому, согласуется с более ранними наблюдениями и с тем фактом, что в большинстве случаев линии гелия не видны [64].

Ризонер и др. [153] провели одновременные измерения при помощи детекторов частиц, установленных на ракете, и наземного фотометра. В сиянии, которое они наблюдали (9 февраля 1967 г.), отношение дифференциальных потоков первичных α -частиц с энергией ≈ 200 кэВ и протонов с

энергией около 100 кэВ было около $1,6 \cdot 10^{-2}$. Одновременные измерения с земли линии $\text{H}\alpha$ и мультиплета $\text{He } \lambda 5876$ дали интенсивность 50 рэлей для $\text{H}\alpha$ и верхний предел 1 рэлей для излучения гелия. Было найдено, что интенсивность $\text{H}\alpha$ согласуется с потоками протонов различных энергий, а отсутствие излучения гелия указывает, что поток α -частиц менее 2% потока протонов. Этот результат согласуется с типичным значением отношений содержания α -частиц к протонам в солнечном ветре. Оно составляет 2—3%, хотя иногда достигает 15%.

Измерения Штоффрегена [184] в согласии с вычислениями Изера [63] указывали бы на то, что поток α -частиц изредка сравним с потоком протонов. Однако при имеющихся место неопределенностях данные не противоречат верхнему пределу 15%, который установлен из наблюдений на спутниках [100].

Гаррисон и Кэрнз [90] убедительно наблюдали относительно сильную эмиссию гелия $\lambda 10\ 830$ в полярном сиянии, освещенном Солнцем. Интенсивность составляла около 15 килорэлей в полярном сиянии балла II в полностью освещенной атмосфере. Их наблюдение подтвердило более раннюю работу Федоровой [11], которая сообщила, что этот мультиплет может наблюдаться только в сияниях, освещенных Солнцем (см. также [14]).

Излучение $\lambda 10\ 830$ является резонансным мультиплетом с самого низкого состояния триплетной серии $1s2s\ ^3S$. Это метастабильное состояние, и поэтому переход атомов гелия в основное состояние $1s^2\ ^1S$ имеет место только в

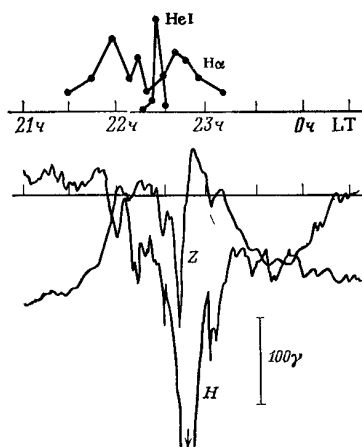


Рис. 5.6. Мультиплет гелия $\lambda\ 5876$ и $\text{H}\alpha$ в спектре сияния 16 ноября 1968 г. Внизу — геомагнитная активность [184].

результате дезактивации столкновениями. Мак-Элрой [122] детально изучил образование и разрушение ортогелия в верхней атмосфере. При максимальной температуре атмосферы 1500 К время жизни атомов He ($1s2s\ ^3S$) около 7 с на высоте 300 км и 80 с на высоте 500 км, а при температуре около 750 К время жизни 20 и 400 с соответственно. Метастабильные состояния образуются в результате рекомбинации ионов и обмена электронами при столкновениях с фотоэлектронами, производимыми солнечным излучением. Эти состояния разрушаются в результате ионизации и дезактивации при столкновениях с окружающими атомами и молекулами. Потенциал возбуждения метастабильных состояний около 20 эВ, так что возможна ионизация партнеров при столкновениях; поэтому эффективное сечение столкновений относительно высоко.

Наиболее приемлемым объяснением появления мультиплета $\lambda 10\ 830$ в сияниях, освещенных Солнцем, представляется возбуждение атомов He ($1s^2\ ^1S$) в атмосфере в метастабильное состояние $1s2s\ ^3S$ вторичными электронами, причем последние производятся первичными частицами [13, 14, 90]. Метастабильные атомы затем резонансно рассеивают солнечное излучение с длиной волны $\lambda 10\ 830$, подобно ионам N_2^+ (разд. 5.6). Таким образом, усиление излучения гелия в сияниях, освещенных Солнцем, вызывается тепловыми атомами гелия в самой верхней части атмосферы. Напротив, спорадическое излучение гелия в обычных сияниях обусловлено нейтрализацией приходящего извне потока α -частиц. Приближенные вычисления [90] отношения интенсивностей мультиплета $\lambda 10\ 830$ и зеленой линией $\lambda 5577$ дают правильный порядок величины.

5.6. Сияния, освещенные Солнцем

Штёрмер [192] обнаружил, что сияния в освещенной Солнцем атмосфере (сияния, освещенные Солнцем) располагаются значительно выше обычных сияний в неосвещенной атмосфере. Нижняя граница освещенных Солнцем лучей простирается главным образом до 200—250 км по сравнению со 150 км для лучей в тени. Это справедливо и для авральных дуг в освещенной атмосфере. Другое примечательное явление — разрыв дуг, наблюдавшийся Штёр-

мером. Иногда луч исчезает на линии терминатора, но вновь появляется ниже, в неосвещенной атмосфере вдоль той же магнитной силовой линии. В спектрах освещенных Солнцем сияний полосы первой отрицательной системы N_2^+ значительно усилены по сравнению с зеленой линией кислорода. Цвет освещенного Солнцем сияния голубой и сероватый по сравнению с желто-зеленым цветом обычных сияний. В сиянии, освещенном Солнцем, была отождествлена линия излучения гелия $\lambda 10\ 830$ (разд. 5.5).

Бейтс [23, 24] объяснил усиление полос N_2^+ резонансным рассеянием солнечного света на ионах N_2^+ , концентрация которых увеличена в полярном сиянии первичными частицами. Согласно этой теории, освещенное Солнцем сияние состоит из слабого, возможно субвизуального, высотного обычного сияния, на которое накладывается резонансное рассеяние. Тогда разрыв луча делит его на верхнюю часть, где благодаря резонансному рассеянию сияние становится видимым; промежуточную, не освещенную Солнцем субвизуальную часть, и нижнюю часть, имеющую достаточную интенсивность, чтобы быть видимой.

В сиянии, освещенном Солнцем, распределение как по колебательным, так и по вращательным уровням более развито по сравнению с обычным сиянием. Валланс Джонс и Хантен [199] нашли вращательную температуру около 2200 К и колебательную температуру около 2000 К. Эти значения можно считать типичными. Ахмед [16] установил, что вращательная температура меняется от примерно 1800 до 2600 К. Эти значения, возможно, несильно отличаются от газокинетической температуры [42].

Рис [154] и Литл и Хантен [116] определили концентрацию N_2^+ в освещенных Солнцем сияниях, исходя из интенсивности полос N_2^+ и теоретических вычислений резонансного рассеяния. По их расчетам максимальная концентрация ионов составляет по порядку величины от 10^4 до 10^5 см $^{-3}$.

Бродфут [33] тщательно изучил резонансное рассеяние ионами N_2^+ . Он также учел образование ионов N_2^+ в возбужденном состоянии из основного состояния N_2 . Этот процесс, так же как и само резонансное рассеяние, сильно влияет на колебательное распределение ионов N_2^+ в основном состоянии. Детальные вычисления населенности

колебательных уровней в функции истинной температуры и времени жизни ионов и полного эффекта рассеяния привели Бродфута к поразительному результату: всего 40% излучения полос первой отрицательной системы обусловлено резонансным рассеянием. Как он указывает, этот вывод не согласуется с прежними представлениями о сияниях, освещенных Солнцем, и дает время жизни ионов около 0,25 с, что чрезвычайно мало. На этих высотах (около 400 км) более подходящим значением времени жизни для рекомбинации было бы несколько десятков секунд.

Очевидно, для окончательного решения проблемы необходимы более тщательные вычисления и наблюдения полос системы Мейнела N_2^+ . Однако в конечном счете, возможно, удастся объяснить большую часть излучения резонансным рассеянием вместе с ионизацией и возбуждением, обусловленными частицами.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Библиография данных об эффективных сечениях

Общее обсуждение наиболее важных эффективных сечений дано Далгарно и др. [55].

Атом кислорода. Ионизация [71, 158]. Возбуждение 1D и 1S [177], $3s\ ^3S$ [180].

Молекула кислорода. Ионизация [48, 71, 110, 152, 159, 160, 196]. Одновременная ионизация в состояние $b\ ^4\Sigma_g^- O_2^+$ [15, 132, 133, 183]. Диссоциативное прилипание [151]. Неупругое рассеяние электронов с энергиями от 4,5 до 12,5 эВ [88, 123, 164]. Неупругое рассеяние электронов с энергией около 500 эВ [115, 175].

Молекула азота. Ионизация [110, 152, 159, 160, 196]. Ионизация с возбуждением в состояние $B\ ^2\Sigma_u^+$ [15, 57, 91, 92, 97, 120, 121, 133, 173, 179, 182]. Ионизация и возбуждение в состояние $A\ ^2\Pi_g$ [4, 179]. Возбуждение в состояние $B\ ^3\Pi_g$; получены оценки поперечного сечения для перехода, имеющего место около 6,7 эВ [4, 67, 170, 176, 206], который, вероятно, соответствует возбуждению состояний $B\ ^3\Pi_g$.

и $A^3\Sigma^+_u$ [195]. $C^3\Pi_u$ [3, 4, 6, 39, 70, 94, 106, 112, 183, 197]. $a^1\Pi_g$ [17, 98, 195]. Из данных о высоких скоростях в приближении Борна получены эффективные сечения для возбуждения состояний $a^1\Pi_g$, $b^1\Pi_g$ и группы состояний N_2 около 14 эВ. Диссоциация [207]. Диссоциация и возбуждение [17]. Неупругое рассеяние электронов с энергиями около 500 эВ [79, 113, 114, 127, 175].

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайсберг О. Л., Полярные сияния и свечение ночного неба, № 8, 43 (1962).
2. Данилов А. Д., Химия ионосферы, Гидрометеиздат, Л., 1967.
3. Запесочный И. П., Кишко С. М., Изв. АН СССР, 23, 965 (1959).
4. Запесочный И. П., Скубенич В. В., Оптика и спектроскопия, 21, 83 (1966).
5. Иванчук В. И. Сборник работ Международного геофизического года, № 1, 58 (1961).
6. Кишко С. М., Кучинка М. И., Оптика и спектроскопия, 6, 378 (1959).
7. Коваль А. Г., Конне В. Т., Грицина В. В., Фогель Я. М., Геомагнетизм и аэрономия, 9 (1969).
8. Миронов А. В., Прокудина В. С., Шефов Н. Н., Апп. Geophys., 14, 364 (1958).
9. Миронов А. В., Прокудина В. С., Шефов Н. Н., Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба, № 1, Изд-во АН СССР, М., 1969, стр. 20.
10. Федорова Н. И., Planet Space. Sci., 5, 75 (1961).
11. Федорова Н. И., Изв. АН СССР, серия геофизическая, 11, 538 (1962).
12. Чередищенко В. И., Геомагнетизм и аэрономия, 4, 577 (1964).
13. Шефов Н. Н., Planet. Space Sci., 5, 75 (1961).
14. Шефов Н. Н., Planet. Space Sci., 10, 73 (1963).
15. Aarts J. F. M., de Heer F. J., Vroom D. A., Physica, 40, 197 (1968).
16. Ahmed M., J. Atmosph. Terrest. Phys., 31, 1259 (1969).
17. Ajello J. M., J. Chem. Phys., 53, 1156 (1970).
18. Andrick D., Ehrhardt J., Z. Physik, 192, 99 (1966).
19. Badger R. M., Wright A. C., Whitlock R. F., J. Chem. Phys., 43, 4345 (1965).
20. Baker K. D., Pfister W., Ulwick J. C., Space Research VII, North Holland Publ. Co., 1967, p. 665.
21. Barth C. A., The Birkeland Symposium on Magnetic Storms and Aurora, ed. A. Egeland, J. Holtet, CNRS, 1967.
22. Barth C. A., Schaffner S., J. Geophys. Res., 75, 4299 (1970).
23. Bates D. R., Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 196, 217 (1949).
24. Bates D. R., Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 196, 562 (1949).

25. *Belon A. E., Clark K. C.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **16**, 220 (1959).
26. *Benesch W., Vanderslice J. T., Tilford S. G.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **28**, 431 (1966).
27. *Benesch W., Vanderslice J. T., Tilford S. G.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **29**, 251 (1967).
28. *Bernard R.*, Compt. Rend., **225**, 352 (1947).
29. *Bernard R.*, Rept. Garriot Com., The Physica Society, London, 1948, p. 93.
30. *Biondi M. A.*, Canadian J. Chem., **47**, 1711 (1969).
31. *Black G., Slinger T. G., St. John G. A., Young R. A.*, Canadian J. Chem., **47**, 1872 (1969).
32. *Boness M. J. W., Hasted J. B.*, Phys. Lett., **21**, 526 (1966).
33. *Broadfoot A. L.*, Planet. Space Sci., **15**, 1801 (1967).
34. *Broadfoot A. L., Hunten D. M.*, Canadian J. Phys., **42**, 1212 (1964).
35. *Broadfoot A. L., Maran S. P.*, J. Chem. Phys., **51**, 678 (1969).
36. *Brown R. R.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **30**, 55 (1968).
37. *Brömer H. H., Spieweck F.*, Planet. Space Sci., **15**, 689 (1967).
38. *Burch D. E., Gryonak D. A.*, Philco-Ford Corp. Aeronutronic Div. U-4076 (1967).
39. *Burns D. J., Simpson F. R., McConkey J. W.*, J. Phys. B (Proc. Phys. Soc.), **2**, 52 (1969).
40. *Butler S. T., Buckingham M. J.*, Phys. Rev., **126**, 1 (1962).
41. *Chamberlain J. W.*, in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong, A. Dalgarno, Pergamon Press, 1955.
42. *Chamberlain J. W.*, Physics of the Aurora and Airglow, Acad. Press., 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
43. *Chandriaiah G., Shepherd G. G.*, Canadian J. Phys., **46**, 221 (1967).
44. *Chen J. C. Y.*, J. Chem. Phys., **40**, 3513; **41**, 3263 (1964).
45. *Childs W. H. J., Mecke R.*, Z. Physik, **68**, 344 (1931).
46. *Cho C. W., Allin E. R., Welsh H. L.*, Canadian J. Phys., **41**, 1991 (1963).
47. *Cospar International Reference Atmosphere (CIRA)*, 1965.
48. *Craggs J. D., Thorburn R., Tozer B. A.*, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, **240**, 437 (1957).
49. *Dalgarno A.*, in Atomic and Molecular Processes, ed. D. R. Bates, Acad. Press, 1962. (Русский перевод: Атомные и молекулярные процессы, ред. Д. Бейтс, изд-во «Мир», М., 1964.)
50. *Dalgarno A., Khare S. P.*, Planet. Space Sci., **15**, 938 (1967).
51. *Dalgarno A., Latimer I. D., McConkey J. W.*, Planet. Space Sci., **13**, 1008 (1965).
52. *Dalgarno A., McElroy M. B.*, Planet. Space Sci., **14**, 1321 (1966).
53. *Dalgarno A., McElroy M. B., Moffett R. J.*, Planet. Space Sci., **11**, 463 (1963).
54. *Dalgarno A., McElroy M. B., Walker J. C. G.*, Planet. Space Sci., **15**, 331 (1967).
55. *Dalgarno A., McElroy M. B., Stewart A. I.*, J. Atmosph. Sci., **26**, 753 (1969).
56. *Dalgarno A., Walker J. C. G.*, J. Atmosph. Sci., **21**, 463 (1964).

57. Davidson G., O'Neil R., Proc. Fourth Intern. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions, 1965.
58. DeMore W. B., Raper O. F., Astrophys. J., **139**, 1381 (1964).
59. DeMore W. B., Raper O. F., J. Chem. Phys., **44**, 1780 (1966).
60. Derblom H., J. Atmosph. Terrest. Phys., **26**, 791 (1964).
61. Donahue T. M., Zipf E. C., Parkinson T. D., Planet. Space Sci., **18**, 171 (1970).
62. Dufay M., Desequelles J., Druetta M., Eidelsberg M., Ann. Geophys., **22**, 614 (1966).
63. Eather R. H., J. Geophys. Res., **71**, 4133 (1966).
64. Eather R. H., in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, ed. A. Egeland, J. Holtet, CNRS, 1967.
65. Eather R. H., J. Geophys. Res., **74**, 4998 (1969).
66. Eftestøl A., Omholt A., Geophys. Publikasjoner, **25**, № 6 (1965).
67. Engelhardt A. G., Phelps A. V., Risk G. G., Phys. Rev., **135**, A 1566 (1964).
68. Evans W. F. J., Vallance Jones A., Canadian J. Phys., **43**, 697 (1965).
69. Fan C. Y., in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong, A. Dalgarno, Pergamon Press, 1956.
70. Fink V. E., Welge K. H., Z. Naturforsch., **19A**, 1193 (1964).
71. Fite W. L., Brackmann, Phys. Rev., **113**, 815 (1959).
72. Gadsden M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **22**, 105 (1961).
73. Gadsden M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **24**, 750 (1962).
74. Garstang R. H., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **111**, 115 (1951).
75. Garstang R. H., Astrophys. J., **115**, 506 (1952).
76. Garstang R. H., in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong, E. Dalgarno, London, The Pergamon Press Ltd., 1956—pp. 324—327.
77. Garstang R. H., Proc. Cambridge Phil. Soc., **57**, 115 (1961).
78. Gaydon A. G., Dissociation Energies, Dover Publ. Co., 1950.
79. Geiger J., Stickel W., J. Chem. Phys., **43**, 4535 (1965).
80. Gerard J. C., частное сообщение, 1970.
81. Gerard J. C., Harang O., Planet. Space Sci., **17**, 1680 (1969).
82. Gerard J. C., Harang O., Phys. Norvegica, **4**, 217 (1970).
83. Gilmore F. R., Bauer E., McGowan J. W., J. Quant. Spectr. Radiative Transfer., **9**, 157 (1969).
84. Gosh S. N., Proc. Natl. Inst. Sci. India., **9**, 301 (1943).
85. Green A. E. S., Barth C. A., J. Geophys. Res., **70**, 1083 (1965).
86. Green A. E., Dutta S. K., J. Geophys. Res., **72**, 3933 (1967).
87. Haas R., Z. Physik, **148**, 177 (1957).
88. Hake R. D., Phelps A. V., Phys. Rev., **158**, 70 (1967).
89. Harang O., Pettersen H., Planet. Space Sci., **15**, 1599 (1967).
90. Harrison A. W., Cairns C. D., Planet. Space Sci., **17**, 1213 (1969).
91. Hartman P. L., Report LA-3793, Los Alamos Scientific Lab., Univ. of California, 1968.
92. Hayakawa S., Nishimura H., J. Geomagn. Geoelectr., **16**, 72 (1964).
93. Hernandez G., Turtle J. P., Planet. Space Sci., **17**, 675 (1969).
94. Herrmann O., Ann. Physik, **25**, 143 (1963).
95. Herzenberg A., Mandl F., Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, **270**, 48 (1962).

96. Hicks G. T., Chubb T. A., J. Geophys. Res., **75**, 1290 (1970).
97. Holland R. F., Los Alamos Scientific Lab., Rept. LA-3783, 1 (1967).
98. Holland R. E., Los Alamos Scientific Lab., Rept., LA-DC-9468, (1968).
99. Holt O., Lerfald G. M., Radio Sci., **2**, 1283 (1967).
100. Hundhausen A. J., Ashbridge J. R., Bame S. J., Hilbert H. E., Strong I. B., J. Geophys. Res., **72**, 87 (1967).
101. Hunten D. M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **7**, 141 (1955).
102. Hunten D. M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **27**, 583 (1965).
103. Hunten D. M., Canadian J. Chem., **47**, 1875 (1969).
104. Hunten D. M., McElroy M. B., Rev. Geophys., **4**, 303 (1966).
105. Hunten D. M., McElroy M. B., J. Geophys. Res., **73**, 2421 (1968).
106. Jobe J. D., Sharpton F. A., St. John R. M., J. Opt. Soc. Amer., **57**, 106 (1967).
107. Johansen O. E., Planet Sci., **14**, 217 (1966).
108. Jusick A. F., Watson C. E., Peterson L. R., Green A. E. S., J. Geophys. Res., **72**, 3943 (1967).
109. Kamiyama H., Rept. Ionosph. Space Res. Japan, **20**, 171 (1966).
110. Lampe F. W., Franklin J. L., Field F. H., J. Amer. Chem. Soc., **79**, 6129 (1957).
111. Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Göttingen — Heidelberg, Springer, 1952.
112. Langstroth G. O., Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, **146**, 166 (1934).
113. Lassetre E. N., Glaser F. M., Meyer V. D., Skerbele A., J. Chem. Phys., **42**, 3429 (1965).
114. Lassetre E. N., Краснов М. Е., J. Chem. Phys., **40**, 1248 (1964).
115. Lassetre E. N., Silverman S. M., Краснов М. Е., J. Chem. Phys., **40**, 1261 (1964).
116. Lytle E. A., Hunten D. M., Canadian J. Phys., **38**, 477 (1960).
117. Maeda K., Aikin A. C., Report X-640-67-29, Goddard Space Flight Center, 1967.
118. Mahadevan P., Roach F., Nature, **220**, 150 (1968).
119. Malville J. M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **16**, 59 (1959).
120. McConkey J. W., Latimer J. D., Proc. Phys. Soc., **86**, 463 (1965).
121. McConkey J. W., Woolsey J. M., Burns D. J., Planet. Space Sci., **15**, 1332 (1967).
122. McElroy M. B., Planet. Space Sci., **13**, 403 (1965).
123. McGowan J. W., Clarke E. M., Janson H. P., Stebbings R. F., Phys. Rev. Letters, **13**, 620 (1964).
124. McNamara A. G., Canadian J. Phys., **47**, 1913 (1969).
125. Megill L. R., Despain A. M., Baker D. J., Baker K. D., J. Geophys. Res., **75**, 4775 (1970).
126. Meyer J. A., Setser D. W., Stednan D. H., Astrophys. J., **157**, 1023 (1969).
127. Meyer V. D., Lassetre E. N., J. Chem. Phys., **44**, 2535 (1966).
128. Mitra S. K., Sci. Cult. (Calcutta), **9**, 46 (1943).
129. Mukherjee N. R., частное сообщение, 1970.
130. Murcay W. B., Planet. Space Sci., **17**, 1429 (1969).

131. *Nicholls R. W.*, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer., **2**, 433 (1962).
132. *Nishimura H.*, J. Phys. Soc. Japan, **21**, 1018 (1966).
133. *Nishimura H.*, J. Phys. Soc. Japan, **24**, 130 (1968).
134. *Noxon J. F.*, J. Geophys. Res., **75**, 1879 (1970).
135. *Cgryzlo E. A.*, Canadian J. Chem., **47**, 1871 (1969).
136. *Omholt A.*, in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong A. Dalgarno, Pergamon Press, 1956.
137. *Omholt A.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **10**, 320 (1957).
138. *Omholt A.*, Geophys. Publikasjoner, **21**, № 1 (1959).
139. *Omholt A.*, Planet. Space Sci., **2**, 246 (1960).
140. *Omholt A.*, Phys. Norvegica, **1**, 33 (1962).
141. *Omholt A.*, Ann. Geophys., **26**, (1970).
142. *Omholt A., Harang L.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **7**, 247 (1955).
143. *Parkinson T. D., Zipf E. C.*, Planet. Space Sci., **18**, 895 (1970).
144. *Parkinson T. D., Zipf E. C., Jr., Donahue T. M.*, Planet. Space Sci., **18**, 187 (1970).
145. *Paulson H. V., Shepherd G. G.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **27**, 831 (1965).
146. *Peterson L. R., Green A. E. S.*, Proc. Phys. Soc. J. Phys. B., Ser. 2, **1**, 1131 (1968).
147. *Peterson L. R., Prasad S. S., Green A. E. S.*, Canadian J. Chem., **47**, 1774 (1969).
148. *Peterson V. L., Vanzandt T. E.*, Planet. Space Sci., **17**, 1725 (1969).
149. *Philpot J. L., Hughes R. J.*, Phys. Rev., **133A**, 107 (1964).
150. *Prasad S. S., Green A. E. S.*, Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 368 (1970).
151. *Rapp D., Briglia D. D.*, J. Chem. Phys., **43**, 1480 (1965).
152. *Rapp D., Englander-Golden P. G.*, J. Chem. Phys., **43**, 1464. (1965).
153. *Reasoner D. L., Eather R. H., O'Brien B. J.*, J. Geophys. Res., **73**, 4185 (1968).
154. *Rees M. H.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **14**, 338 (1959).
155. *Rees M. H., Stewart A. T., Walker J. C. G.*, Planet. Space Sci., **17**, 1997 (1969).
156. *Rees M. H., Walker J. C. G.*, in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. A. Egeland, J. Holtet, CNRS, 1967.
157. *Rees M. H., Walker J. C. G., Dalgarno A.*, Planet. Space Sci., **15**, 1097 (1967).
158. *Rothe E. W., Marino F. L., Neynaber R. H., Trujillo S. M.*, Phys. Rev., **125**, 582 (1962).
159. *Schram B. L., de Heer F. J., van der Wiel M. J., Kistemaker J.*, Physica, **31**, 94 (1965).
160. *Scharm B. L., Moustafa H. R., Schutten J., de Heer F. J.*, Physica, **32**, 734 (1966).
161. *Schulz G. J.*, Phys. Rev., **116**, 1141 (1959).
162. *Schulz G. J.*, Phys. Rev., **125**, 229 (1962).
163. *Schulz G. J.*, Phys. Rev., **135**, A 988 (1964).
164. *Schulz G. J., Dowell J. T.*, Phys. Rev., **128**, 174 (1962).

165. Schulz G. J., Koons H. C., J. Chem. Phys., **44**, 1297 (1966).
166. Seaton M. J., J. Atmosph. Terrest. Phys., **4**, 295 (1954).
167. Seaton M. J., in The Airglow and the Aurorae, eds. E. B. Armstrong, A. Dalgarno, Pergamon Press, 1956.
168. Seaton M. J., Phys. Rev., **113**, 814 (1959).
169. Shemansky D. F., J. Chem. Phys., **51**, 689 (1969).
170. Shemansky D. F., Broadfoot A. L., Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 368 (1970).
171. Shemansky D. F., Carleton N. P., J. Chem. Phys., **51**, 682 (1969).
172. Shemansky D. F., Vallance Jones A., Planet. Space Sci., **16**, 1115 (1968).
173. Sheridan W. F., Oldenberg O., Carleton N. P., Proc. Second Intern. Conf. Physics of Electronic and Atomic Collisions, Boulder Colo., 1961, p. 349.
174. Sheridan J. R., Clark K. C., Phys. Rev., **140A**, 1033 (1965).
175. Silverman S. M., Lassefere E. N., J. Chem. Phys., **40**, 2922 (1964).
176. Simpson F. R., McConkey J. W., Planet. Space Sci., **17**, 1941 (1969).
177. Smith K., Henry R. J. W., Burke P. G., Phys. Rev., **157**, 51 (1967).
178. Snelling D. R., Bair E. J., J. Chem. Phys., **47**, 228 (1967).
179. Srivastava B. N., Mirza I. M., Phys. Rev., **168**, 86 (1968).
180. Stauffer A. D., McDowell M. R. C., Proc. Phys. Soc., **89**, 289 (1966).
181. Stebbings R. F., Turner B. R., Rutherford J. A., J. Geophys. Res., **71**, 771 (1966).
182. Stewart D. T., Proc. Phys. Soc., Ser. A, **69**, 437 (1956).
183. Stewart D. T., Gabathuler E., Proc. Phys. Soc., **72**, 287 (1958).
184. Stoffregen W., Planet. Space Sci., **17**, 1927 (1969).
185. Stoffregen W., J. Atmosph. Terrest. Phys., **32**, 171 (1970).
186. Stoffregen W., Derblom H., Nature, **185**, 28 (1960).
187. Stolarski R. S., Dulock V. A., Watson C. E., Green A. E. S., J. Geophys. Res., **72**, 3953 (1967).
188. Stolarski R. S., Green A. E. S., J. Geophys. Res., **72**, 3967 (1967).
189. Stolarski R. S., Planet. Space Sci., **16**, 1265 (1968).
190. Strickland D. J., Trans. Amer. Geophys. Union, **51**, 368 (1970).
191. Stuhl F., Welge K. H., Canadian J. Chem., **47**, 1870 (1969).
192. Størmer C., The polar aurora, Oxford, Clarendon Press, 1955.
193. Swider W., Narcisi R. S., Planet. Space Sci., **18**, 379 (1970).
194. Swings P., Atmospheres of the Earth and Planets, ed. G. P. Kuiper, 1948. (Русский перевод: Атмосферы Земли и планет, ред. Д. П. Койпер, ИЛ, М., 1951).
195. Takayanagi K., Takahashi T., Rept. Inosph. Space Res. Japan, **20**, 357 (1966).
196. Tate J. T., Smith P. T., Phys. Rev., **39**, 270 (1932).
197. Thieme O., Z. Physik. **78**, 412 (1932).
198. Thompson N., Williams S. E., Proc. Roy. Soc., Ser. A, **147**, 583 (1934).

199. *Vallance Jones A., Hunten D. M.*, Canadian J. Phys., **38**, 458 (1960).
200. *Vegard L., Kvifte G., Omholt A., Larsen S.*, Geophys. Publikasjoner, **19**, № 3 (1955).
201. *Wallace L., Chamberlain J. W.*, Planet. Space Sci., **2**, 60 (1959).
202. *Wallace L., Hunten D. M.*, J. Geophys. Res., **73**, 4813 (1968).
203. *Wallace L., McElroy M. B.*, Planet. Space Sci., **14**, 677 (1966).
204. *Wark D. Q., Mercer D. M.*, Appl. Opt., **4**, 839 (1965).
205. *Watson C. E., Dulock V. A., Stolarski R. S., Croen A. E. S.*, J. Geophys. Res., **72**, 3961 (1967).
206. *Williams S. E.*, Proc. Phys. Soc., Ser. A, **47**, 420 (1935).
207. *Winters H. F.*, J. Chem. Phys., **44**, 1472 (1966).
208. *Young R. A., Black G.*, J. Chem. Phys., **44**, 3741 (1966).
209. *Young R. A., Black G.*, J. Chem. Phys., **47**, 2311 (1967).
210. *Zare R. N., Larsson E. O., Berg R. A.*, J. Mol. Spectr., **15**, 117 (1965).
211. *Zipf E. C.*, Bull. Amer. Phys. Soc., **12**, 225 (1967).
212. *Zipf E. C.*, Canadian J. Chem., **47**, 1863 (1969).

Определение температуры по эмиссиям полярных сияний

6.1. Введение

Определение температур в атмосфере по спектрам полярных сияний основано на измерениях: а) теплового доплеровского уширения эмиссионных линий и б) распределения молекул по вращательным энергиям, влияющего на распределение интенсивности внутри молекулярной эмиссионной полосы. Оба метода молчаливо предполагают, что возбужденные атомы и молекулы, испускающие излучение, находятся в тепловом равновесии с окружающей атмосферой или что существует однозначная связь между энергиями возбужденных атомов и молекул и температурой атмосферы.

Метод доплеровского профиля основан на измерении атомарных линий, в частности запрещенных линий кислорода $\lambda 5577$, 6300 и 6364 Å. Эти линии используются по двум причинам. Во-первых, они являются сильными в наиболее доступном интервале длин волн. Во-вторых, возбужденные метастабильные состояния атомарного кислорода имеют времена жизни достаточно длительные, чтобы восстановилось тепловое равновесие с окружающей атмосферой, нарушенное в процессе возбуждения. Кроме того, самопоглощение в этих линиях пренебрежимо мало.

Метод определения вращательной температуры применялся главным образом к полосам первой отрицательной системы азота $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$. Эти полосы наиболее сильны в фиолетовой части спектра и легко измеряются. Их вращательная структура такова, что распределение энергии среди вращательных линий можно измерить довольно точно. Как правило, при возбуждении N_2 электронным ударом распределение вращательной энергии возбужденных

молекул предполагается близким к тепловому, так что его можно однозначно связать с температурой атмосферы. Однако при протонном возбуждении возникают затруднения, так как считают, что первичные протоны, обладающие относительно большим импульсом, могут существенно изменить вращательную энергию молекул одновременно с ионизацией и возбуждением. Эта проблема рассмотрена более подробно в разд. 6.3. Для этих полос самопоглощение несущественно вследствие низкой концентрации ионов N_2^+ .

Было сделано несколько попыток определить температуры из распределения колебательных интенсивностей молекулярных полос (см. [8, 15]). Однако разность энергий между колебательными уровнями в молекулах кислорода и азота так велика, что верхние колебательные уровни в основном состоянии практически не населены, за исключением температуры выше 1000 К, достижимой только на больших высотах. Все же знание распределения интенсивности в колебательных полосах может пролить свет на механизмы возбуждения (п. 5.3.2).

Вследствие быстрых вариаций интенсивности и движений в полярных сияниях полученные из оптических наблюдений эмиссий температуры принесут пользу только в том случае, если они получены за короткие временные интервалы. Поэтому прежние измерения температур фотографическим методом устарели после разработки и внедрения фотоэлектрических приборов для измерения температур при оптических наблюдениях.

6.2. Допплеровские температуры

Допплеровское уширение эмиссионной линии, обусловленное беспорядочными тепловыми движениями атомов, выводится в учебниках. Распределение интенсивности в линии с частотой ν дается соотношением

$$i(\nu) = \frac{Ic}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{c^2 M}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right], \quad (6.1)$$

где I — интенсивность линии, проинтегрированная по ν , ν_0 — частота в центре линии, а другие обозначения общеприняты.

Полуширина δ (расстояние между точками, в которых интенсивность равна половине максимальной) определяется соотношением

$$\delta = 2 (\ln 2)^{1/2} \frac{v_0}{c} \left(\frac{2kT}{M} \right)^{1/2}. \quad (6.2)$$

Времена жизни атомов в состояниях $O(^1S)$ и $O(^1D)$ около 0,7 и 110 с соответственно (табл. 5.4), а частота столкновений для атома на высотах между 100 и 170 км в атмосфере от 10^3 до 10 с $^{-1}$. Поэтому на высотах появления полярных сияний атомы $O(^1S)$ будут в основном возвращаться в тепловое равновесие, прежде чем они излучат, даже если при возбуждении происходит сильное изменение скоростей. На высотах ниже примерно 300 км тепловое равновесие будет восстанавливаться и для атомов $O(^1D)$.

Кроме того, прямое возбуждение атомарного кислорода электронным ударом не будет приводить к существенному изменению скоростей атомов вследствие небольшого импульса электрона. Диссоциативная рекомбинация молекулярного кислорода, которая, вероятно, является второстепенным источником (разд. 5.1), дает избыток энергии около 5,7 эВ, что меньше энергии возбуждения на 2 или 4 эВ. Эта энергия распределяется между двумя атомами, увеличивая скорость их движения в 5—8 раз по сравнению с тепловой.

Тепловое доплеровское уширение линий чрезвычайно мало, поэтому необходимо применять оптические приборы с высоким разрешением, чтобы получить желаемые результаты. Полуширины спектральных линий кислорода по порядку величины составляют 10^{-2} Å.

Пока не были разработаны интерферометры Фабри—Перо с фотоэлектрической регистрацией, не представлялось возможным получить из наблюдений доплеровские температуры с достаточно высоким разрешением и необходимой временной постоянной. Необходимая аппаратура была разработана и использована для наблюдений рядом исследователей [3, 4, 7, 17, 21, 26]. Из-за низкой светосилы интерферометров Фабри — Перо даже умеренно яркие полярные сияния необходимо сканировать не меньше 15 с, чтобы получить точность ± 50 К. Интерферометр Майкельсона с компенсацией поля для измерений температур полярных

сияний и свечения ночного неба использовали Хилльярд и Шеферд [14].

Наибольших успехов в измерении температур по доплеровскому профилю достигли Шеферд с сотрудниками [14, 21, 26]. Доплеровские температуры по измерениям линии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ были от 220 до 700 К, причем почти половина измерений (12 из 26) показали температуры от 400 до 500 К [21]. При последующих измерениях [26] было найдено распределение температур, приведенное на рис. 6.1. Линия $6300 \text{ \AA}$ давала температуру от 1000 до 1900 К. Ранее Уорк [30] и Мулярчик [1] получили по этой линии температуры 730 и 3400 К, используя фотографическую регистрацию.

Для четырех случаев получено вертикальное распределение температуры поперек форм полярных сияний и удалось связать температуры с приближенными высотами в атмосфере. В трех случаях температурный градиент составлял 5,0; 4,2 и 4,0 К/км на высотах от 100 до 160 км (принималось, что нижняя граница полярного сияния расположена на высоте 105 км). Четвертое измерение, которое авторы считают аномальным, дало значение градиента 1,1 К/км. Установлено, что температура, определенная при повторных измерениях одного и того же сияния с временным интервалом 2—3 мин, может флуктуировать в пределах 100 К. Кроме того, для одной ночи

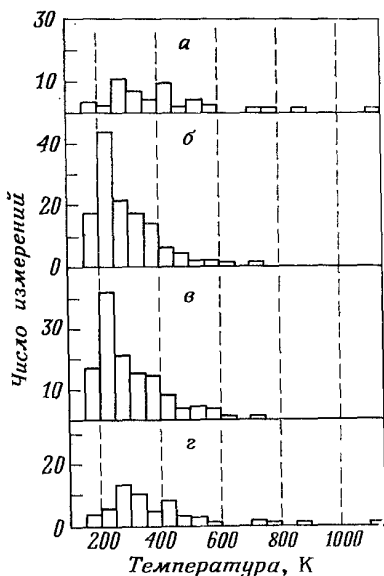


Рис. 6.1. Распределение доплеровских температур по измерениям эмиссии $\lambda 5577$ [26]. а — все формы, 1960 г.; б — все формы, 1961 г.; в — дуги и полосы, 1960—1961 гг.; г — диффузные поверхности, лучи, 1960—1961 гг.

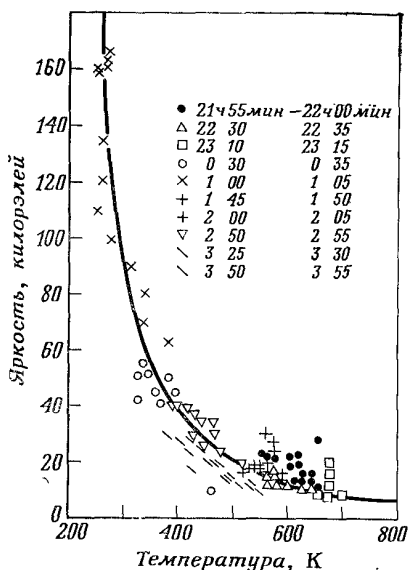


Рис. 6.2. Зависимость доплеровской температуры от яркости полярных сияний в течение ночи 10—11 мая 1964 г. на широтах от 71 до 77° [14].

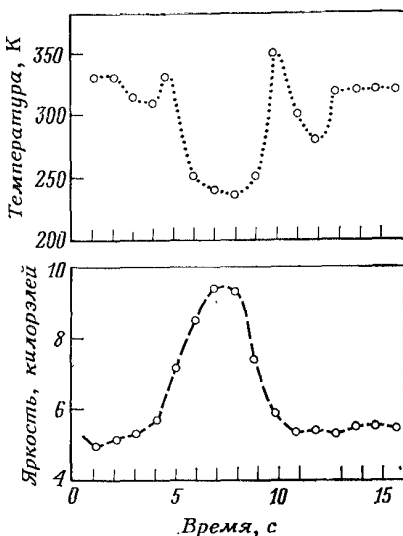


Рис. 6.3. Одновременные флуктуации температуры и яркости в полярном сиянии [14].

найдено существенное уменьшение температуры. Между 22 ч и 00 мин и 1 ч 00 мин LT средняя температура упала с 350 до 250 К. Это согласуется с уменьшением высоты полярных сияний в течение ночи, найденным другими исследователями (разд. 2.5).

Получены впечатляющие данные о доплеровских температурах эмиссии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ по измерениям на интерферометре Майкельсона. Наиболее существенным результатом явилось обнаруженное систематическое уменьшение доплеровской температуры с ростом яркости свечения в определенном временном интервале. Наиболее характерный пример приведен на рис. 6.2. Связь между температурой и интенсивностью не всегда проста и различается в количественном отношении от одного случая к другому,

но все же поразительна. Даже в период кратковременных флуктуаций интенсивности происходят вариации температуры (рис. 6.3).

Найденные этим методом температуры и их вариации с высотой довольно хорошо согласуются с современными представлениями о верхней атмосфере. Хилльярд и Шеферд [14] объяснили свои данные систематическим изменением высоты полярного сияния в зависимости от параметров корпускулярного потока. Это должно означать, что модуляция интенсивности полярного сияния обусловлена в значительной степени модуляцией энергии частиц, а не модуляцией (во всяком случае, не полностью) потока частиц. Эта точка зрения подтверждается статистическими данными измерений высот полярных сияний (разд. 2.5). На основе высотных профилей свечения, вычисленных Рисом для экспоненциального энергетического спектра электронов (разд. 2.3), Хилльярд и Шеферд нашли, что при увеличении характерной энергии электронов от 1,5 до 10 кэВ полученная по доплеровскому профилю температура уменьшается с 500 до 300 К. При такой интерпретации вариации интенсивности полярных сияний и соответствующие изменения доплеровской температуры полностью объясняются вариациями характерной энергии электронов, за исключением самых низких энергий. Однако поток существенно изменяется от одного полярного сияния к другому.

Наблюдательные данные о заметном разогреве атмосферы в период полярных сияний отсутствуют. Это справедливо также и для среднеширотных красных дуг [22]*.

6.3. Вращательные температуры

Распределение интенсивности вращательных уровней в молекулярных полосах очень удобно для измерений температуры, поскольку разности энергий отдельных уровней таковы, что большинство вращательных уровней насе-

* Разогрев верхней атмосферы во время геомагнитных возмущений, приводящий к уширению доплеровского контура красной кислородной эмиссии, описан в работах: Т. М. Мулярчик, П. В. Щеглов, *Planet Space Sci.*, **10**, 215 (1963); В. И. Красовский, *Геомагнетизм и аэронавигация*, **7**, 945 (1967). — Прим. ред.

лено, причем распределение населенности очень чувствительно к температуре газа. Кроме того, электронное возбуждение молекул не меняет их вращательную энергию, так как импульс электронов мал по сравнению с этой энергией.

При протонном возбуждении более тяжелые протоны могут изменять состояние вращательного движения молекул. Быстрые протоны ионизируют и возбуждают непосредственным столкновением, а также при помощи вторичных электронов, а медленные протоны производят ионизацию и возбуждают путем перезарядки. Однако из лабораторных экспериментов (см. подробное рассмотрение в [29]) и из прямых измерений в полярных сияниях следует, что протоны не изменяют существенно вращательного состояния молекул.

Основные трудности определения температур из наблюдений молекулярных полос связаны со структурой полос, их интенсивностью и пространственным разрешением, а также погрешностями в определениях высоты полярного сияния. Структура молекулярных полос часто такова, что вращательные линии заметно перекрываются. Кроме того, относительно слабые полосы сильно блендируются другими эмиссиями полярных сияний. Сияние должно быть достаточно интенсивным, чтобы ограничить время определения температуры и достичь необходимой точности, иначе проблема пространственного разрешения и привязки высот значительно осложняется.

По этим причинам для определения вращательных температур в спектре полярных сияний лучше всего подходят полосы (0—0) и (0—1) первой отрицательной системы N_2^+ $\lambda 3914$ и $4278 \text{ \AA}$. Они составляют заметную часть видимого интервала спектра, и их структура идеальна для измерений. Хотя для определений температур используются и другие системы полос (см. [2, 8, 15, 19, 23]), основные результаты были получены при наблюдениях полос первой отрицательной системы N_2^+ .

Общая теория распределения [интенсивностей вращательных линий в молекулярных полосах описана в учебниках молекулярной спектроскопии и здесь не приводится. Для полос первой отрицательной системы N_2^+ распределение

интенсивностей в так называемой R -ветви дается соотношением

$$I = \kappa K \exp [-hcBK(K+1)/kT], \quad (6.3)$$

где K — вращательное квантовое число возбужденного состояния, B — вращательная постоянная, κ — постоянная, связанная с молекулярными и общими физическими константами. Более точное соотношение для I включает член более высокого порядка $K^2(K+1)^2$ в экспоненте, но во всех практических случаях им можно пренебречь. Время жизни возбужденных молекул ничтожно мало, поэтому тепловое распределение определяется нейтральными молекулами в основном состоянии. Небольшие различия в межъядерном расстоянии в работах разных исследователей, использовавших величины B основного состояния N_2^+ , а не состояния $N^2\Sigma$ ионизованной молекулы азота N_2^+ , дают расхождение 4%. Это меньше, чем обычная экспериментальная ошибка. Полосы содержат P - и R -ветви. В P -ветви вращательные линии накладываются друг на друга, а в R -ветви длина волны монотонно уменьшается с ростом K при достаточно хорошем разрешении. Результаты сканирования полос $\lambda 3914 \text{ \AA}$ приведены на рис. 6.4.

По известной зависимости интенсивности от K можно определить температуру. Для точки в максимуме интенсивности ($K = K_1$) температура определяется из соотношения

$$K_1(2K_1 + 1) = kT/hcB \quad (6.4)$$

или, лучше, путем аппроксимации наблюдений соотношением

$$\ln(I/K) = C - (hcB/kT) K(K+1). \quad (6.5)$$

Зависимость $\ln(I/K)$ от $K(K+1)$ должна дать прямую линию, наклон которой зависит от температуры. Если наблюдаемые вращательные линии не полностью разрешимы, то необходимо вводить поправки, ибо расстояние между линиями увеличивается с ростом K . Эта проблема подробно рассмотрена в [24].

При построении экспериментальной зависимости $\ln(I/K)$ от $K(K+1)$ точки не всегда ложатся на прямую

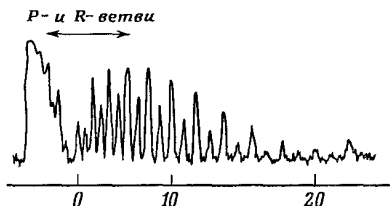


Рис. 6.4. Фотографический спектр полосы (0—0) первой отрицательной системы N_2^+ . По оси абсцисс приведены вращательные квантовые числа R -ветви [28].

линию. Такого результата следует ожидать, если регистрируемое излучение приходит из областей с различными температурами. Излучение из областей с высокими температурами вносит вклад главным образом в линии с большими K , а низкотемпературное излучение определяет интенсивность эмиссий с малыми K . Поэтому отклонения от прямой линии свидетельствуют об изменениях температуры излучающих областей, а распределение интенсивности полярного сияния входит как весовая функция. В связи с тем, что оптический прибор на земле всегда интегрирует излучение вдоль луча зрения, необходимо тщательно привязывать результаты наблюдений к высотам в атмосфере.

Длинные серии измерений вращательных температур по фотографическим регистрограммам с не очень высоким разрешением спектров выполнены Вегардом и др. (см. [8, 11, 15]). Поскольку фотографирование велось с длительными экспозициями, корреляция с отдельными формами полярных сияний и с высотой была очень слабой, а в ряде случаев отсутствовала. Этим объясняется, почему в своем основополагающем исследовании Вегард не обнаружил систематических вариаций температур и ошибочно заключил, что атмосфера практически изотермична в интервале высот появления полярных сияний.

Наиболее успешно фотографический метод применил Валланс Джонс с сотрудниками [18, 28, 29]. Иохансену и Валланс Джонсу [18] удалось измерить высотные вариации вращательных температур в формах полярных сияний,

располагающихся у северного горизонта. Это было осуществлено проецированием полярного сияния на щель спектрографа в предположении заданной высоты нижней границы. Температурный градиент на высотах от 100 до 160 км составлял 6 К/км. Для освещенных солнцем сияний найдены температуры от 800 до 1500 К, что указывает на их большие высоты в согласии с результатами Штёрмера [25]. В диффузных и пульсирующих сияниях температуры всего на несколько десятков градусов больше, чем в полосах и дугах.

В случае освещенных солнцем полярных сияний поглощение солнечного излучения ионами N_2^+ , образованными первичными частицами, дает заметный вклад в возбуждение (разд. 5.6). Распределение интенсивности в полосах и между ними следует вычислять, принимая во внимание линии Фраунгофера. Эта проблема подробно рассмотрена в [29].

Последующие исследования были основаны на фотоэлектрических методах регистрации. Хантен и др. [16] разработали «температурный фотометр» с двумя узкополосными фильтрами, центрированными на выбранные длины волн полосы $\lambda 3914 \text{ \AA}$, такие, чтобы относительные интенсивности эмиссий, пропускаемых фильтрами, были чувствительны к вращательной температуре. Это позволяло измерить температуру за 1 с. Полученный температурный профиль характеризовался градиентом $\approx 6 \text{ К/км}$. Аналогичный результат был получен в [20] с подобным же прибором, и наблюдались систематические временные вариации температуры. В среднем температура уменьшалась на одну треть за первые два часа после захода Солнца, оставаясь затем примерно постоянной. Этот результат подобен измерениям [26], описанным в разд. 6.2.

Наиболее надежно вращательные температуры измеряются при помощи фотоэлектрических спектрометров. Ряд таких измерений был выполнен Шефердом и Ханте-ном [24], Мак-Ивеном и Монталбетти (см. [15]) и Брэнди [5, 6]. С этими измерениями, по-видимому, согласуется температура $\approx 200 \text{ К}$ на высоте 90–100 км, увеличивающаяся до 500 К на высоте 150–160 км, что дает градиент $\approx 5\text{--}6 \text{ К/км}$. Данные [6], указывают на то, что вращатель-

ная температура выше нормальной несколько раньше максимума периода распада полярных сияний и ниже нормальной после фазы распада.

Температуры были также выведены из распределения интенсивности эмиссий в полосах Мейнела в работе [19]. Было найдено хорошее согласие с данными, полученными из наблюдений полос первой отрицательной системы N_2^+ .

По полосам системы Вегарда—Каплана найдены вращательные температуры от 900 до 2000 К [2]. Вероятно, такие температуры соответствуют большим высотам. Шемански (см. [27]) получил температуру 700 К из распределения вращательной энергии в первой положительной системе.

6.4. Выводы и перспективы

Из имеющихся измерений можно сделать следующие важные выводы:

а. Температуры, полученные из анализа спектров полярных сияний, показывают вариации с высотой, которые не вполне согласуются с принятыми моделями атмосферы [9]. Градиент 6 К/км или несколько меньше на высотах между 100 и 160 км, определенный по измерениям полярных сияний, лучше всего согласуется с моделью для минимальной солнечной активности. Однако даже и в этом случае модель [9] дает несколько больший градиент.

Таким образом, имеет место заметное расхождение между температурами, полученными из оптических наблюдений полярных сияний и по распределению плотности в атмосфере, поскольку вряд ли можно сравнивать температуры по данным о полярных сияниях с моделью атмосферы в минимуме солнечной активности. Температуры, полученные из экспериментов с искусственными ионными облаками, согласуются с моделью CIRA (см. [12, 13]). Однако в этих экспериментах возникает неопределенность в привязке температуры к определенной высоте. В случае полярных сияний этой неопределенности не существует. Всякая дискретная форма сияний обычно сопровождается слабым свечением или вуалью. Любое наблюдение с земли в какой-то степени включает постороннее свечение, не принадлежащее дискретным формам сияний и возникающее на других высотах. Это излучение в основном генерируется,

вероятно, на высотах от 100 до 140 км, т. е. в областях с низкими температурами, поэтому температуры, наблюдаемые на существенно больших высотах, занижены. Эту трудность можно обойти, производя наблюдения одновременно внутри и вне дискретной формы. Нет сомнения, что наблюдения полярных сияний подходящим методом можно применить для непрерывных измерений температуры атмосферы.

б. Температурные вариации указывают на существование значительных систематических вариаций высот полярных сияний и, следовательно, вариаций характерной энергии первичных частиц. Отмечалось два вида вариаций, согласующихся с выводами из других данных. Существуют вариации энергии частиц, коррелирующие с вариациями интенсивности во время отдельного сияния. Эти вариации интенсивности в большей степени, по-видимому, обусловлены вариациями характерной энергии и в меньшей — вариациями в потоках частиц. Наблюдается также уменьшение температуры в первую половину ночи, соответствующее увеличению жесткости энергетического спектра первичных частиц.

в. Отсутствуют свидетельства в пользу разогрева атмосферы во время полярных сияний.

г. Температуры можно определить из оптических наблюдений полярных сияний с временным разрешением порядка секунд и с довольно высокой точностью (скажем, 10% или даже лучше). Это дает возможность непрерывного измерения температуры полярной атмосферы и ее изменений с солнечным циклом, временем года, в течение ночи. Систематические измерения температуры вместе с одновременными измерениями высот являются мощным и относительно недорогим методом таких исследований.

В то же время оптические измерения температуры дают возможность определять высоту диффузных форм полярных сияний, которую трудно измерить параллактическим методом в тех случаях, когда знание высоты представляет интерес для сопоставления с данными других измерений, например радиолокационных или поглощением космического радиоизлучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мулярчик Т. М., в сб. «Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба», Изд-во АН СССР, М., 1959.
2. Ahmed M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **31**, 1259 (1969).
3. Armstrong E. B., in The Airglow and Aurora, eds. E. B. Armstrong, A. Dalgarno, Pergamon Press, 1955.
4. Armstrong E. B., J. Atmosph. Terrest. Phys., **13**, 205 (1959).
5. Brandy J. H., Canadian J. Phys., **42**, 1793 (1964).
6. Brandy J. H., Canadian J. Phys., **43**, 1697 (1965).
7. Chabbal R., Rev. Opt., **37**, 49 (1958).
8. Chamberlain J. W., Physics of the Aurora and Airglow, Acad. Press, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
9. CIRA: Cospas International Reference Atmosphere, North-Holland Publ. Co., 1965.
10. Gerard J.-C., Harang O., Phys. Norvegica, **4**, 217 (1970).
11. Harang L., The Aurorae, Chapman and Hall Ltd., 1951.
12. Harang O., in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
13. Harang O., частное сообщение, 1970.
14. Hilliard R. L., Shepherd G. G., Planet. Space Sci., **14**, 383 (1966).
15. Hunten D. M., Ann. Geophys., **17**, 249 (1961).
16. Hunten D. M., Rawson E. G., Walker J. K., Canadian J. Phys., **41**, 258 (1963).
17. Jacquinet P., Rept. Progr. Phys., **23**, 267 (1960).
18. Johanson A. E., Vallance Jones A., Canadian J. Phys., **40**, 24 (1962).
19. Mathews W. G., Wallace L., J. Atmosph. Terrest. Phys., **20**, 1 (1961).
20. Maseide K., in Studies of local morphology, structure and dynamics of aurora, ed. A. Omholt, Final report, Contract AF 61 (052—680), Blindern, 1964.
21. Nilson J. A., Shepherd G. G., Planet. Space Sci., **5**, 299 (1961).
22. Roble R. G., Hays P. B., Nagy A. F., Planet. Space Sci., **18**, 431 (1970).
23. Shemansky D. E., Vallance Jones A., Planet. Space Sci., **16**, 1155 (1968).
24. Shepherd G. G., Hunten D. M., J. Atmosph. Terrest. Phys., **6**, 328 (1955).
25. Störmer C., The Polar Aurora, Clarendon Press, 1955.
26. Turgeon E. C., Shepherd G. G., Planet. Space Sci., **9**, 295 (1962).
27. Vallance Jones A., in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
28. Vallance Jones A., Harrison A. W., J. Atmosph. Terrest. Phys., **6**, 336 (1955).
29. Vallance Jones A., Hunten D. M., Canadian J. Phys. **38**, 458. (1960).
30. Wark D. Q., Astrophys. J., **131**, 491 (1960).

Пульсирующие полярные сияния

7.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим так называемые пульсирующие сияния. Эта группа включает пульсирующие, пламенные, мерцающие и струящиеся формы полярных сияний. Приводимые ниже определения этих форм пульсирующих сияний заимствованы из Международного атласа полярных сияний [29].

p — пульсирующие, характеризуются довольно быстрыми, часто ритмическими флуктуациями яркости. Период флуктуаций меняется от доли секунды до минут. Различают четыре вида пульсаций:

p_1 (пульсирующее). Для этого подтипа фаза вариаций яркости одинакова по всей форме сияния.

p_2 (пламенное). Этот подтип относится скорее к протяженной области на небе, чем к отдельной форме. На небосводе появляются волны света, быстро перемещающиеся к магнитному зениту. Очень редко эти волны быстро перемещаются от зенита.

p_3 (мерцающее). Большая часть сияния испытывает быстрые, неправильные изменения яркости, подобно мерцающему свету пламени.

p_4 (струящееся). Этот подтип характеризуется неправильными вариациями яркости, которые быстро распространяются горизонтально вдоль однородных форм.

Более или менее ритмичные пульсации свечения дуг, пятен или диффузных поверхностей рассматривались в течение долгого времени как составная часть проявления полярного сияния. Описание прежних визуальных наблюдений дано Штёрмером [50]. Эти пульсации в интенсивности свечения должны отражать импульсный характер

(модуляцию) вторгающегося потока первичных частиц, поэтому пульсации полярных сияний должны отражать аналогичные вариации в магнитосфере. Следовательно, изучение пульсирующих сияний является полезным для исследования неустойчивостей и колебаний в магнитосферной плазме.

Первая попытка описать вариации интенсивности в пульсирующем сиянии принадлежит Хасселу (1941 г.) и основана на визуальных наблюдениях (см. [50]). Довольно устойчивая картина пульсирующих пятен и дуг позволила Штёрмеру сфотографировать их и измерить их высоты параллактическим методом. Из данных Штёрмера следует, что высоты пульсирующих дуг не отличаются существенно от высот спокойных дуг (см. [21, 22]). Однако из измерений доплеровских температур следует, что высота полярного сияния изменяется в период флуктуаций интенсивности, уменьшаясь с увеличением интенсивности [28] (см. также разд. 6.2). Аналогичное заключение было сделано на основе ракетных наблюдений пульсирующих сияний [42].

Визуальные пульсации обычно низкочастотные с периодом, равным по порядку величины 10 с, но иногда наблюдаются существенно более быстрые пульсации. Общее впечатление автора, не основанное на объективных наблюдениях, состоит в том, что быстрые визуальные пульсации чаще наблюдаются к экватору от зоны полярных сияний, чем в самой зоне. Однако систематические наблюдения, подтверждающие такую точку зрения, отсутствуют.

Фотоэлектрические методы позволили изучать пульсирующие сияния более детально. Стало возможно изучать субвизуальные сияния, которые часто обнаруживают более слабые и более быстрые пульсации, чем доступные наблюдениям невооруженным глазом.

Описание пульсирующих сияний дано в обзорах [11, 39, 49].

7.2. Пульсирующие сияния

7.2.1. Определение. Пульсирующие сияния — это сияния довольно устойчивых очертаний, обнаруживающие более или менее ритмические вариации интенсивности, причем интенсивность всей формы меняется приблизительно

но в фазе. Идеализированное устойчивое пульсирующее сияние можно приближенно описать соотношением

$$I(\mathbf{r}, t) = I_S(\mathbf{r}) I_T(t). \quad (7.1)$$

Это означает, что очертания полярного сияния, устойчивые в пространстве, описываются пространственной функцией $I_S(\mathbf{r})$ и что пульсации когерентны во всех точках сияния и описываются функцией $I_T(t)$. В этом случае геометрию полярного сияния можно исследовать фотографическим способом, причем даже с длинными экспозициями, тогда как характеристики временных вариаций можно изучать фотоэлектрическим методом в какой-либо точке, в которой полярное сияние достаточно интенсивно, чтобы его можно было регистрировать с высоким временным разрешением.

Наблюдения, проводившиеся, в частности, телевизионными методами [19, 48], показали, что соотношение (7.1) во многих случаях описывает пульсирующее сияние не очень точно и что пространственная функция $I_S(\mathbf{r})$ меняется нерегулярно, хотя и медленнее, чем временная функция $I_T(t)$. Поэтому в общем случае нельзя считать очертания сияния абсолютно устойчивыми, и более точное описание дается соотношением

$$I(\mathbf{r}, t) = I_S(\mathbf{r}, t) I_T(t). \quad (7.2)$$

Примем здесь, что $I_S(\mathbf{r}, t)$ меняется со временем медленнее, чем $I_T(t)$. Первый сомножитель в (7.2) описывает медленно меняющиеся во времени очертания полярного сияния, а второй — когерентную часть вариаций, которая и представляет собой пульсации.

Если $F_S(\mathbf{r}, \omega)$ и $F_T(\omega)$ описывают спектр Фурье функций $I_S(\mathbf{r}, t)$ и $I_T(t)$, то спектр Фурье функций $I(\mathbf{r}, t)$ будет

$$F(\mathbf{r}, \omega) = \int_0^{\infty} F_S(\mathbf{r}, y) F_T(\omega - y) dy. \quad (7.3)$$

Если $I_S(\mathbf{r}, t)$ меняется медленно во времени, т. е. $F_S(\mathbf{r}, \omega)$ имеет заметные значения только для малых ω , и если спектр Фурье функции $I_T(t)$ не имеет узких максимумов, то урав-

нение (7.3) можно переписать в виде

$$F(\mathbf{r}, \omega) = F_T(\omega) \int_0^{\infty} F_S(\mathbf{r}, y) dy, \quad (7.4)$$

так как $F_T(\omega - y)$ мало изменяется для y , при которых $F_S(\mathbf{r}, y)$ принимает большие значения. Таким образом, спектральная плотность на высоких частотах определяется функцией $I_T(t)$ в интервалах ω , в которых $F_S(\mathbf{r}, t)$ не имеет заметных узких пиков.

Возможно, к пульсирующим полярным сияниям следует относить сияния, для которых уравнение (7.4) справедливо на ограниченной площади и выше определенной частоты, т. е. сияния с когерентными вариациями интенсивности на площади A_1 с частотой более ω_1 .

Далее следует отметить, что устойчивая пульсирующая форма полярного сияния может двигаться по небосводу. Функция, описывающая пульсирующее сияние, очевидно, будет зависеть от системы координат наблюдателя. Описание в движущейся системе координат будет отличаться от описания в покоящейся системе (если такую можно определить).

Учитывая, что Земля является малым объектом в космическом масштабе, нет очевидных причин считать систему координат, фиксированную на Земле, самой удобной для описания пульсирующих сияний. Если преобразовать функцию $I(\mathbf{r}, t)$ к движущейся относительно Земли системе координат, то функции $I_S(\mathbf{r}, t)$ и $I_T(t)$ тоже изменятся. Как следует из определения пульсирующего сияния, самой важной задачей является разделение функции $I(\mathbf{r}, t)$ на составляющие $I_S(\mathbf{r}, t)$ и $I_T(t)$ таким образом, чтобы $I_S(\mathbf{r}, t)$ обнаруживала как можно более медленные вариации. Это означает, что амплитуда спектра Фурье $F_S(\mathbf{r}, \omega)$ должна быть как можно меньше на высоких частотах. Поэтому естествен поиск системы координат, которая наилучшим образом удовлетворяет этому требованию. Таким способом можно определить скорость дрейфа пульсирующих сияний: скорость дрейфа — это скорость такой системы координат, в которой уравнение (7.4) справедливо для самых низких возможных частот и на максимально большой площади.

Только фотоэлектрические приборы можно использо-

вать для регистрации динамических характеристик пульсирующих сияний. Временные вариации наилучшим образом регистрируются фотоэлектрическими фотометрами с линейной характеристикой в очень широком динамическом диапазоне и высокой чувствительностью. Однако труднее измерять дрейф направленными фотометрами с узким полем зрения, так как эти приборы регистрируют интенсивность в отдельных точках, но не позволяют определить положение области свечения. Для определения формы пульсирующих сияний применяются телевизионные камеры [18, 19], хотя линейность и динамическая амплитуда этих установок существенно ограничены по сравнению с обычным фотометром.

Пульсации препятствуют непосредственному применению простого метода, используемого при измерениях ионосферного дрейфа: регистрации амплитуды из трех различных подходящим образом расположенных точек с одновременным измерением сдвига фазы. Когда пульсирующее сияние движется относительно точки наблюдения, то запись неподвижного фотометра будет содержать временные вариации, связанные с тем, что сияния имеют пятнистую структуру и дрейфуют в добавлении к временным вариациям, обусловленным пульсациями в полярных сияниях, как наблюдалось бы в движущейся системе координат. Если скорость дрейфа мала по сравнению с характерным размером пятен, то дрейф дает вклад только в низкочастотную часть спектра. Оценки характерного размера и скорости дрейфа позволяют судить о надежности фотометрической регистрации.

Простейшим, по-видимому, является случай, когда истинные пульсации в полярных сияниях совершенно не содержат низких частот, а размеры пятен и их скорость дрейфа таковы, что они дают вклад только в низкочастотные временные вариации интенсивности. Тогда дрейф можно определить по наблюдениям фазового сдвига на низких частотах из трех подходящим образом расположенных точек (аналогично измерениям ионосферного дрейфа). В этом случае на более высоких частотах не было бы фазового сдвига между точками наблюдений, т. е. вариации являются истинными пульсациями, как определено выше. В некоторых частотных интервалах может иметь место наложение истинных пульсаций и дрейфа. Любой метод,

включающий измерение фазового сдвига в функции частоты, может дать информацию о скорости дрейфа.

7.2.2. Наблюдения. Количественные данные о характеристиках пульсирующих оптических полярных сияний получены рядом авторов [11, 18, 19, 27, 30—32, 36, 38, 40, 43, 44, 49, 51]. Поскольку наблюдения проводились из различных пунктов и в произвольные моменты, собранные данные не позволяют получить полное и систематическое описание явления, а представляют только определенные характеристики отдельных пульсирующих полярных сияний. Получена также некоторая информация о корреляции пульсирующих сияний с другими явлениями и об их морфологии (разд. 7.6—7.8).

Пульсирующее сияние чаще всего появляется во второй половине ночи и обычно связано с периодом после распада сияний. Частотный интервал пульсаций от 0,01 до 10 Гц при интенсивности 1—2 килорэлей или меньше. Интенсивность никогда не превосходит 10 килорэлей в эмиссиях $\lambda 5577$ или $3914 \text{ \AA}$. Наиболее характерные и легко наблюдаемые типы пульсирующих сияний имеют вид довольно медленно пульсирующих пятен и дуг с периодом пульсаций несколько секунд. Примеры таких низкочастотных пульсаций приведены на рис. 7.1. В некоторых редких случаях пульсации могут быть более правильными, почти синусоидальными [31]. Амплитуда и спектр Фурье могут оставаться довольно постоянными в течение нескольких минут, даже если пульсации нерегулярны. Пульсации достаточной интенсивности, наблюдаемые визуально, относятся именно к такому типу — по крайней мере в зоне сияний и ее окрестностях. На рис. 7.2 приведена спектральная плотность пульсаций, изображенных на рис. 7.1.

Иногда периоды пульсаций значительно короче. Чаще всего (по крайней мере в зоне полярных сияний) эти быстрые пульсации субвизуальны и существуют либо изолированно, либо накладываются на медленные пульсации. Примеры таких быстрых пульсаций приведены на рис. 7.3, а пример высокочастотной области спектральной плотности на рис. 7.4.

Наблюдались [31] пульсирующие сияния особого, более редкого типа с затухающими колебаниями с одним сильным

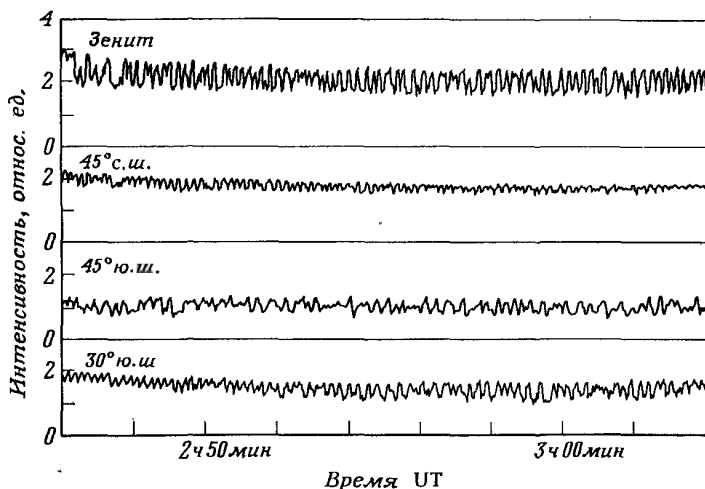


Рис. 7.1. Регистрограммы низкочастотных пульсирующих полярных сияний, наблюдавшихся одновременно в четырех различных направлениях вдоль меридиана в Тромсё 2—3 января 1968 г.

пиком и с последующими 5 или 8 импульсами все уменьшающейся амплитуды. Промежуток времени между импульсами во всех случаях постоянен, но составлял в различных случаях от одной до трех секунд.

Наблюдения с телевизионной аппаратурой [48] показали, что для субвизуальных пульсирующих пятен усиление или ослабление свечения происходит когерентно по всему пятну. У интенсивных, визуально наблюдаемых пятен усиление происходит когерентно, а ослабление не всегда.

При высокой магнитной активности в утренние часы часто наблюдается другой тип пульсаций (после 6 ч 00 мин местного геомагнитного времени). Это быстрые, неправильные пульсации, аналогичные микровсплескам аврорального рентгеновского излучения. Их амплитуды иногда превосходят в 3 раза минимальный уровень свечения. На рис. 7.5 приведен пример этого типа пульсаций. Спектр таких пульсаций очень плоский, а сильно увеличенный

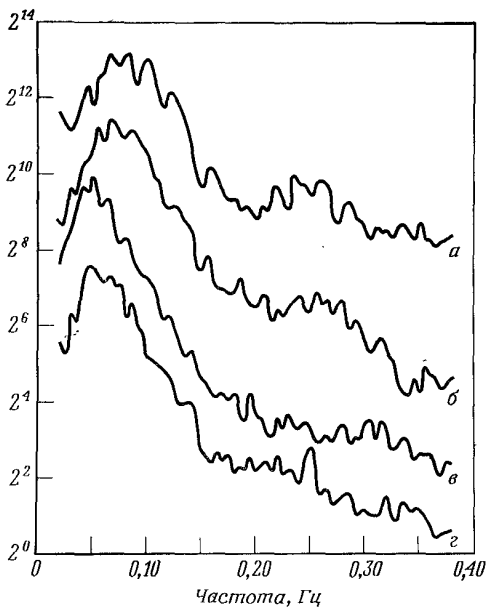


Рис. 7.2. Спектральная плотность пульсаций, изображенных на рис. 7.1. Спектры построены в относительной шкале и сдвинуты по оси ординат на 2^2 относительно друг друга. Тромсё 2—3 января 1968 г., 2 ч 40 мин — 3 ч 23 мин UT. *а* — 45° с. ш., *б* — зенит, *в* — 45° ю. ш., *г* — 30° ю. ш.

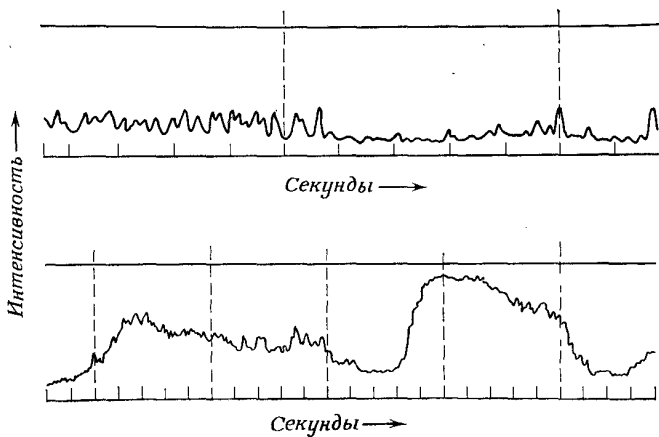


Рис. 7.3. Высокочастотные пульсации в полярных сияниях [40].

участок спектра на рис. 7.5 свидетельствует, что спектральная плотность существенна для частот вплоть до 2 Гц. Арнольди [7] наблюдал быстрые флуктуации потока вторгающихся электронов при ракетных экспериментах. Пульсации на частотах от 1 до 10 Гц были связаны с вариациями распределения по питч-углам.

Пульсирующее сияние часто может покрывать значительную часть небосвода. При наблюдениях с четырьмя фотометрами, снабженными идентичными фильтрами, пропускающими эмиссию 4278 Å, часто регистрировались одновременные пульсации в области, ограниченной углами возвышения 30° на юге и 45° на севере [39]. На рис. 7.1 приведен пример таких пульсаций.

Корреляция между пульсациями, наблюдаемыми в разных направлениях, очень низкая, возможно вообще отсутствует. Однако пульсации имеют одинаковый характер во всех каналах. Это видно на рис. 7.2, где показана спектральная плотность описываемых наблюдений. Спектры для всех направлений очень похожи, причем все имеют главный максимум в интервале частот от 0,05 до 0,15 Гц. Спектральная плотность медленно пульсирующих сияний очень часто имеет широкие максимумы в этом интервале частот. Однако более детальное рассмотрение показывает небольшие, но существенные различия от одной записи фотометра к другой. При переходе с юга на север происходит некоторое смещение главного максимума на большие частоты. Кроме того, на час-

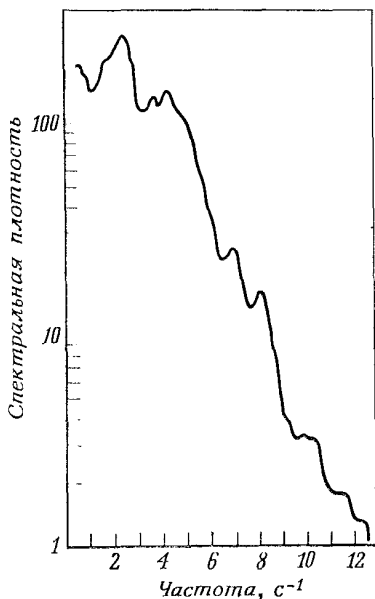


Рис. 7.4. Спектральная плотность (относительные единицы) высокочастотных пульсаций, приведенных на рис. 7.3 [40].

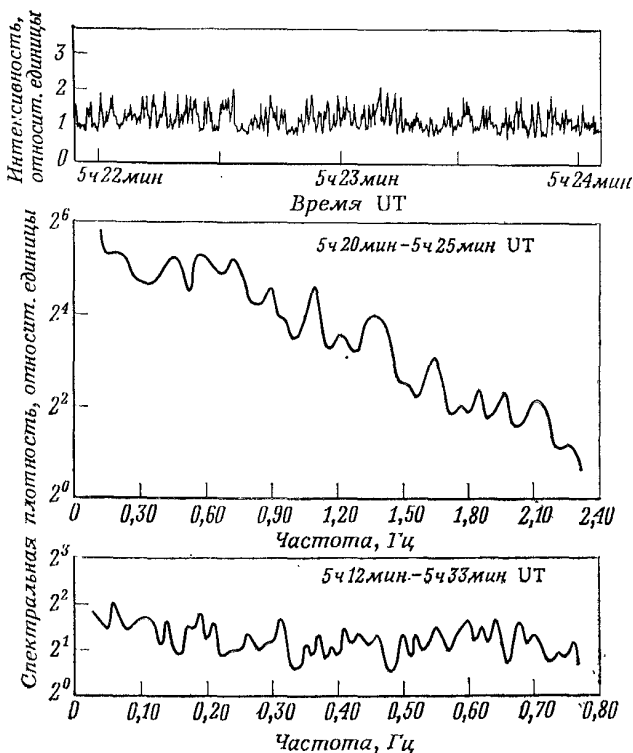


Рис. 7.5. Быстрые неправильные флуктуации интенсивности полярных сияний в утренние часы. Тромсё, 5—6 декабря 1967 г.

тотых больше частоты максимума спектр более богат высокими частотами в северной части неба, чем в зените или на юге.

Эти факты противоречат вариациям средней частоты с широтой для нескольких явлений (*Квифт и Петтерсон*, частное сообщение). Средняя частота пульсаций в сияниях уменьшается от 0,06 Гц на геомагнитной широте 65° с. ш. до $\approx 0,03$ Гц на широте 75° с. ш. Кроме того, на любой широте частота пульсаций постоянна или меняется незначительно с геомагнитной активностью.

Наблюдения Шеферда и Пембертона [49] и автора (не опубликовано) показали, что размер когерентно пульсирующих пятен обычно от 5 до 10 км, хотя иногда могут наблюдаться когерентные пульсации, охватывающие большие площади. Это особенно заметно у дуг. Согласно [18], каждая дуга характеризуется когерентными пульсациями во всех точках, тогда как две соседние дуги могут пульсировать некогерентно.

Сообщалось [24] о наблюдениях длиннопериодных пульсаций яркости всего или большей части небосвода в утренние часы (6 ч 00 мин — 7 ч 00 мин UT). Период пульсаций составлял несколько минут. Наблюдения проводились в зоне полярных сияний камерой полного обзора неба с самолета, летящего на высоте ≈ 10 км. О подобных, но более быстрых флуктуациях интенсивности эмиссии $\lambda 3914 \text{ \AA}$ по всему небосводу сообщалось также в [36].

Выполнено очень немного измерений дрейфа пульсирующих пятен. Крессуэлл и Дэвис [18] нашли, что дрейф к востоку со скоростью 1000 м/с или меньше типичен для медленно пульсирующих сияний (с периодом несколько секунд).

Дэвис [19] показал, что имеет место геомагнитная сопряженность сияний с периодом пульсаций в несколько секунд. Однако зарегистрирован, по-видимому, только один случай таких пульсирующих сияний.

Наблюдались пульсации интенсивности эмиссий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ [1, 43]. Эти наблюдения были критически проанализированы Изером [20], который представил также новые измерения. Изер пришел к выводу, что прежние данные о пульсациях эмиссии $\text{H}\beta$ обусловлены наложением других эмиссий, так как кривая пропускания применявшихся интерференционных фильтров имеет конечную ширину и крылья, и поэтому почти наверняка пропускалась некоторая часть излучения других эмиссий полярного сияния. Аналогичные подозрения высказали также Шеферд и Пембертон [49].

На основе тщательных одновременных измерений $\text{H}\beta$ и эмиссий, возбуждаемых электронами, в трех пульсирующих полярных сияниях с периодами пульсаций от 5 до 15 с Изер [20] заключил, что пульсации $\text{H}\beta$ отсутствуют. В то же время в пульсациях с периодами от 50 до 200 с

были модулированы в одинаковой степени как эмиссия H β , так и эмиссия 5577 Å [OI]. Вклад протонов в общее возбуждение полярного сияния составлял примерно 15—20%. Другое явление — кратковременные всплески эмиссии H β , — по-видимому, реально, хотя наблюдается очень редко (разд. 7.4).

7.3. Пламенные сияния

Пламенное сияние представляет волны света дугообразных очертаний, движущиеся с большой скоростью вверх от области высот 100 км. Это довольно редкое явление, типичное для периода после распада сияний. По мнению автора, такие сияния относительно более часты в субавроральных, чем в авроральных областях. Согласно Штёрмеру [50], после пламенного сияния часто появляется корона. Карлтон (см. [37]) измерил скорость волн пламенных сияний фотоэлектрической аппаратурой и получил по порядку величины 1000 км/с. Для объяснения пламенного сияния может быть предложена следующая интерпретация. Если большое количество электронов различных энергий освобождается одновременно в одной и той же области магнитосферы и движется вдоль силовых линий в полярные области, то быстрые электроны будут прибывать и проникать на меньшие высоты. Более медленные электроны будут прибывать с задержкой в зависимости от их скорости и будут тормозиться, вызывая полярные сияния на последовательно увеличивающихся высотах. В результате область излучения перемещается вверх, что и наблюдается. По измерениям Карлтона (см. [37]) получено расстояние до источника частиц ≈ 2500 км. Если это объяснение правильно, то необходимо предположить, что захваченные частицы высвобождаются в результате какого-то возмущения длительностью в доли секунды. Продолжительность излучения из определенной области составляет несколько десятых секунд.

Наблюдая с телевизионной аппаратурой, Кресуэлл [14] нашел, что волны свечения движутся вверх со скоростями ≈ 80 км/с. При аналогичных наблюдениях [48] найдены скорости от 75 до 130 км/с. В последнем случае источ-

ник электронов должен располагаться на расстоянии от 2,5 до 4 земных радиусов вдоль магнитной силовой линии.

7.4. Мерцающие сияния

Мерцающие сияния наблюдаются довольно редко в зоне полярных сияний и на субавроральных широтах. Их уникальная особенность состоит в том, что быстрым правильным или неправильным изменениям яркости подвержена большая часть полярного сияния. Единственное количественное исследование этого явления проведено Бичем и др. [8] при помощи телевизионной трубки типа ортikon и визуально. Они наблюдали мерцающее сияние непосредственно до и во время распада сияний. Частота была относительно фиксированной, 10 ± 3 Гц, а мерцающие образования имели в основном форму взаимосвязанных пятен диаметрами от 1 до 5 км. Мерцающие полярные сияния наблюдались в интервале геомагнитных широт от 63° до 68° , как в северном, так и в южном полушарии. Все наблюдения проводились за несколько часов до местной геомагнитной полночи. Все без исключения мерцания наблюдались в пределах ярких однородных дуг или полос, имеющих быстрые внутренние движения (более 5 км/с).

В одном случае зенитный фотометр зарегистрировал необычайно кратковременные всплески эмиссии $H\beta$ с интенсивностями до 650 рэлей в пределах мерцающей формы. Из риометрических наблюдений Бич и др. заключили, что имело место вторжение большого потока электронов с энергиями 30 кэВ и более. Кратковременные всплески эмиссии $H\beta$ наблюдал также Масеида (частное сообщение). Такие всплески довольно редкое явление. Эванс [23] наблюдал периодические флуктуации с частотой 10 Гц потока вторгающихся электронов с энергиями от 1 до 120 кэВ. В этом случае также имел место сильный поток моноэнергичных электронов с энергией 6 кэВ. Паулсон и Шеферд [44] наблюдали подобные пульсации в активном сиянии тоже с периодами около 10 Гц (± 3 Гц).

Бич и др. [8] изучали геомагнитную сопряженность мерцающих сияний. В центральной Аляске и на юге Новой Зеландии проводились одновременные наблюдения ярких однородных мерцающих полос. Хотя были получены резуль-

таты только за очень короткий временной интервал (около одной минуты), они показали, что мерцающие сияния — геомагнитносопряженное явление.

7.5. Струящиеся сияния и горизонтальные волны

Струящиеся сияния характеризуются уярчением части дуги или полосы полярного сияния, перемещающимся вдоль формы в виде волны, не меняя ее очертаний. Это явление довольно часто наблюдается во время и около периода распада сияний.

Другая форма горизонтальных волн была обнаружена Крессуэллом и Белоном [17] и в дальнейшем описана Крессуэллом [16]. Это слабые, вытянутые с востока на запад дугообразные формы. Вся форма перемещается горизонтально и к экватору, возникая из дуг сияния или свечения, с типичными скоростями от 50 до 300 км/с. Такие движения имеют место в послеполуночные часы только в тех случаях, когда дневные, а часто вечерние часы были магнитноспокойными, и всегда предшествуют кратковременным (1—2 ч) полярным суббурям. Их частоты около 1 Гц, перемещаются сияния на расстоянии 150 км или больше, толщина 30—120 км, а интенсивность менее 1 килоэрлея в эмиссии $\lambda 4278 \text{ \AA}$. В спектре иногда обнаруживается слабое излучение Н β , но, как правило, имеются указания на возбуждение электронами. Крессуэл [15] связывает эти волны с магнитогидродинамическими процессами вблизи экваториальной плоскости. Скорость гидромагнитных волн в этой области перпендикулярно полю в проекции на зону полярных сияний вдоль силовых линий составляет 50 км/с.

7.6. Корреляция с микропульсациями геомагнитного поля и земными токами

Магнитные возмущения и земные токи тесно связаны с полярными сияниями. Представляет интерес исследовать, коррелируют ли пульсирующие полярные сияния с наблюдаемыми микропульсациями геомагнитного поля и земных токах.

Кэмпбелл и Рис [11] изучали корреляцию пульсаций в полярных сияниях с периодом от 6 до 10 с с магнитными мик-

ропульсациями (Аляска, геомагнитная широта 64° с. ш.). Они установили, что общие вариации амплитуды пульсаций в полярных сияниях очень похожи на микропульсации магнитного поля и что интенсивность обоих явлений коррелирует с коэффициентом $\approx 0,6$. В 60% времени появления пульсирующих полярных сияний световые пульсации сияний и микропульсации магнитного поля в точности совпадали. Омхольт и Бергер [38] пытались найти частотную корреляцию наблюдавшихся одновременно оптических импульсов и магнитных микропульсаций, но им это не удалось (Тромсё, геомагнитная широта 67° с. ш.). В одном случае Бергер [9] нашел отличную корреляцию между медленными оптическими авроральными и гигантскими магнитными пульсациями. Виктор [51] одновременно наблюдал флуктуации в полярном сиянии и в геомагнитном поле на станции Берд (геомагнитная широта 70° ю. ш.). Часто наблюдалось полное совпадение пиков флуктуаций. Чаше всего такое совпадение имело место в периоды правильных пульсирующих полярных сияний, но оно сохранялось и за более длительные временные интервалы, включающие большое число регулярных пульсаций в полярных сияниях, разделенных последовательностями неправильных флуктуаций. Сопоставлялись также флуктуации геомагнитного поля и земных токов с пульсациями полярных сияний в Саскатуне (геомагнитная широта 60° с. ш.) [45]. Была обнаружена корреляция между двумя явлениями и проведены тщательные вычисления, чтобы определить коэффициент корреляции. Кросс-корреляция оказалась положительной, а спектральная плотность обоих явлений имела аналогичную форму. Максимум кросс-корреляционной функции между флуктуациями полярных сияний и земных токов был получен при смещении на 1,6 с при фазовом запаздывании флуктуаций полярных сияний.

Ясное представление о взаимосвязи между пульсирующими полярными сияниями, с одной стороны, и микропульсациями геомагнитного поля и земных токов — с другой, пока отсутствует. По-видимому, имеется ограниченная корреляция, меняющаяся со временем, и могут иметь место различия в деталях. Этого и следовало ожидать, исходя из различной природы обоих явлений. Даже если пульсирующие полярные сияния непосредственно сопровождают-

ся усилением плотности тока в той же области ионосферы, где появляются пульсации, существуют заметные различия в обоих явлениях при наблюдении с земли. Как оптические, так и магнитные наблюдения интегрируют эффекты от большой площади ионосферы, но с различным весом функции распределения. Поэтому полного совпадения максимумов можно ожидать только в случае когерентных пульсаций полярных сияний на большой площади. Если пульсации, охватывающие большие площади небосвода, некогерентны, но характеризуются одинаковым спектральным распределением, то нельзя ожидать полного совпадения регистрограмм, однако распределение спектральной плотности будет подобно в обоих явлениях.

7.7. Корреляция с пульсациями рентгеновского излучения

Хорошо известно, что интенсивность аврорального рентгеновского излучения обнаруживает быстрые вариации (гл. 9). Свечение обусловлено в основном электронами с энергиями от 1 до 10 кэВ, тогда как наблюдения рентгеновского излучения на аэростатах показали, что оно обусловлено электронами с энергиями 20 кэВ и более. Поэтому сопоставление пульсаций в полярных сияниях и рентгеновском излучении равносильно сопоставлению пульсаций потоков электронов низких и высоких энергий. Такое сравнение одновременно с изучением частотного спектра пульсаций может способствовать выяснению модуляционных механизмов, ответственных за пульсации. Однако прямое сопоставление оптического и рентгеновского излучений полярных сияний затруднено различием геометрических факторов.

Имеется ряд наблюдений пульсаций и так называемых микровсплесков аврорального рентгеновского излучения. При рассмотрении регистрограмм микровсплесков и быстрых пульсаций в полярных сияниях создается впечатление, что оба явления очень похожи. Квифт и Петерсен (частное сообщение) часто наблюдали в утренние часы в Тромсё оптические пульсации, подобные микровсплескам рентгеновских лучей. Однако эти микровсплески, появляющиеся главным образом в утренние часы, могут иметь совершенно

иное происхождение, нежели наиболее часто встречающиеся типы пульсаций в полярных сияниях. Отмечалось, что низкоэнергичные частицы (13 и 7 кэВ), составляющие большую часть потока, не принимают участия в пульсациях [33].

Одновременные пульсации в полярных сияниях и рентгеновских лучах наблюдались Розенбергом и др. [46]. Это было довольно типичное пульсирующее сияние. В этом случае частицы как высоких, так и низких энергий принимали участие в генерации пульсаций. По оценкам [47] 25—50 % модуляции потока обусловлено частицами с энергией более 25 кэВ, а остальная часть модуляции обусловлена частицами меньших энергий.

Мак-Феррон и др. [34] иногда наблюдали сходство спектров Фурье пульсаций рентгеновского излучения и геомагнитных микропульсаций, но полного совпадения спектральных деталей не было обнаружено. Микропульсации обычно продолжались дольше, чем пульсации в рентгеновском излучении. В некоторых случаях найдено прямое соответствие между микровсплесками рентгеновских лучей и импульсными микропульсациями.

7.8. Морфология пульсирующих сияний

Чтобы получить картину пульсирующего сияния, необходимо знать не только характеристики отдельных пульсирующих сияний, но также их распределение в соответствующим образом ориентированной системе координат и их связь с суббури. В прошлом (и, возможно, в ближайшем будущем) мы могли полагаться только на наблюдения пульсирующих сияний на отдельных станциях. В этом случае необходимо статистическое приближение в рассмотрении явления.

Акасофу [5, 6] в своих исследованиях суббурь в полярных сияниях отметил, что дрейфующие пятна, которые, как правило, пульсируют, появляются главным образом во время фазы восстановления суббури и на утренней стороне. Камера полного обзора неба может регистрировать только самые медленные пульсации, а пульсирующие сияния обычно могут быть отождествлены опытным наблюдателем по их очертаниям. Таким образом, возможности

морфологического исследования пульсирующих полярных сияний по материалам камер полного обзора неба ограничены (см. [26, 27]).

До работы Квифта и Петтерсена [32] в нескольких статьях было дано лишь качественное описание морфологических характеристик пульсирующих сияний. Однако различные исследователи сходились на том, что существует зависимость пульсирующих сияний от геомагнитной широты и местного времени. Наблюдения Штёрмера с 1911 г. (см. [21, 22]) показали, что пульсирующие пятна появляются по крайней мере на геомагнитных широтах от 59° до 67° , а пульсирующие дуги очень редки севернее 64° с. ш. Хеппнер [26, 27] получил аналогичные результаты, сообщив, что пульсирующие пятна и дуги редки вне пояса между 60 и 67° геомагнитной широты. Он также наблюдал, что пульсации чаще появляются в более поздние ночные часы в северной, чем в южной части пояса. Крессуэл и Дэвис [18] подтвердили существование широтной зависимости, найденной Хеппнером. Они отметили, что пульсации обычно имеют место на экваториальной границе области свечения.

Большинство исследователей нашли, что появление пульсаций существенно зависит от местного времени. Отмечалось, что пульсации появляются почти исключительно после местной магнитной полночи [18, 26, 27, 38, 51]. По наблюдениям Штёрмера [50] пульсирующие дуги иногда появлялись в вечерние часы, когда сильное полярное сияние в течение одной — двух ночей охватывало большую часть небосвода. Согласно Кэмпбеллу и Рису [11], максимальные амплитуды пульсаций приходится на послеполуночные часы, когда значение амплитуд постоянно. Непосредственно перед рассветом амплитуды, по-видимому, снова возрастают. Для этого времени характерны более короткие периоды от 5 до 20 с. Омхольт и Бергер [38] пришли к выводу о непрерывном уменьшении амплитуды после магнитной полночи для пульсаций с периодами более 10 с. Согласно Паулсону и Шеферду [43, 44], быстрые флуктуации свечения происходят все время и почти во всех спокойных формах. Эти флуктуации очень быстрые и с небольшими относительными амплитудами. Наблюдения проводились в низких широтах.

Квифт и Петтерсен [32] подробно изучили морфологию

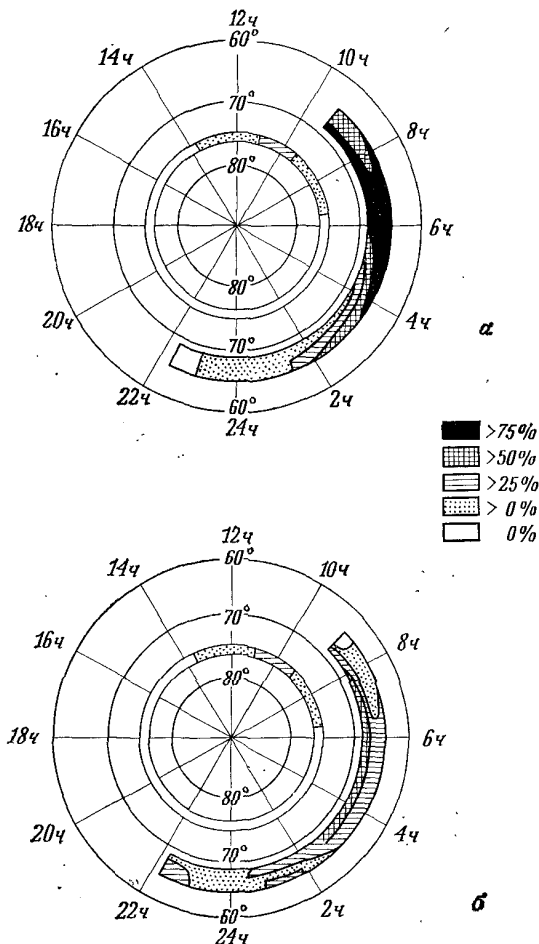


Рис. 7.6. Частота появления пульсирующих полярных сияний в частотном интервале 0,01—20 Гц а — в период высокой, б — в период низкой магнитной активности. Координаты магнитные. Наблюдения в Тромсё (а — $\Sigma K > 20$, б — $\Sigma K \leq 20$) и на Шпицбергене (все данные).

пульсирующих сияний на нескольких широтах (см. также [39]). Измерения велись в фиксированных направлениях фотоэлектрическими фотометрами в Тромсё (геомагнитная широта 67° с. ш.) в широтном интервале около 3° (рис. 7.1). Использовались также данные фотометрических наблюдений на Шпицбергене (геомагнитная широта 75° с. ш.) [10].

Аппаратура в Тромсё регистрировала пульсации в интервале частот от 0,01 до 20 Гц. Пульсирующие сияния наблюдались в 27 ясных ночей зимой 1967 и 1968 гг. Частота их появления существенно зависит от магнитной активности, определяемой суммой локальных K -индексов за сутки, отсчитываемые от полудня. Результаты, полученные для периодов высокой магнитной активности, когда $\Sigma K > 20$, суммированы на рис. 7.6, а, а для низкой магнитной активности — на рис. 7.6, б. Для Шпицбергена в оба рисунка включены все данные, так как объем наблюдений весьма ограничен и не найдено существенной зависимости от магнитной активности. Числа обозначают процент всего времени наблюдений в течение этих ночей, когда имели место пульсирующие сияния в какой-либо форме. Как видно, максимум на геомагнитной широте 67° с. ш. приходится на 6 ч 00 мин геомагнитного времени и примерно на 10 ч 00 мин на широте 75° . На Шпицбергене максимальное значение существенно меньше, чем в Тромсё. Последующие наблюдения в вечернем секторе с 19 ч 00 мин показали, что пульсации появляются и в вечерние часы независимо от уровня магнитной активности, но с низкой вероятностью и малыми амплитудами пульсаций, так что визуально наблюдаемые пульсации редки, хотя и существуют (*Квифт и Петтерсен*, частное сообщение).

Несмотря на ограниченный интервал широт, в котором проводились наблюдения, на рис. 7.6 ясно видно, что пульсирующие сияния появляются в более или менее спиралевидной области или части овала, которая расширяется к экватору с увеличением магнитной активности. Сопоставление с овалом появления дискретных форм полярных сияний [3, 4, 25] показало, что максимум пульсирующих сияний располагается непосредственно к югу от южной границы овала [вдоль исправленной геомагнитной параллели [2]— *Ред.*] или в южной его части.

Результаты в общем согласуются с результатами предыдущих исследований. Небольшие различия приписываются тенденции к появлению высокочастотных пульсаций в утренние часы, для изучения которых в ранних работах применялись недостаточно чувствительные приборы.

Эти результаты согласуются в основном с данными Крессуэлла [16], который занимался морфологией сияний по данным визуальных, фотометрических и телевизионных наблюдений и по снимкам камер полного обзора неба за несколько лет в Колледже, Аляска. Распределение частоты появления пульсирующих сияний такое же, как и найденное Квифтом и Петтерсеном [32]. Кроме того, согласно Крессуэллу [16], развитие пульсирующих полярных сияний над станцией происходит несколькими путями, наиболее вероятные из которых следующие:

- 1) сразу же после начала движения к полюсу в период суббурь;

- 2) в пределах диффузного окружения дискретных форм сияний, расширяющихся к экватору;

- 3) как дрейфующие к востоку пятна, появляющиеся в направлении к экватору от других сияний. Пульсирующие сияния в форме пятен характерны для утренних часов. Старков и Ролдугин [2] пришли к аналогичному заключению.

Средняя амплитуда пульсаций в эмиссии $N_2^+ \lambda 4278$ Å составляла около 400 рэлей для наиболее возмущенных ночей ($\Sigma K > 20$) и около 100 рэлей для менее возмущенных ночей [32]. В последнем случае амплитуда монотонно уменьшается с 200 рэлей в 22 ч 00 мин геомагнитного времени до примерно 30 рэлей в 4 ч 00 мин геомагнитного времени, тогда как в возмущенные ночи амплитуда резко возрастает в течение нескольких первых часов после начала возмущения и затем остается примерно постоянной. Средняя модуляция (отношение амплитуды пульсации к среднему значению интенсивности свечения) составляла от 10 до 30% для наиболее возмущенных и от 10 до 15% для менее возмущенных ночей. В период наиболее возмущенных ночей ($\Sigma K > 20$) модуляция меняется в течение ночи от $\approx 10\%$ в 22 ч геомагнитного времени до $\approx 30\%$ в 6 ч геомагнитного времени. Средняя частота пульсаций зависит от гео-

магнитной широты, причем меньше на более высоких широтах (п. 7.2.2).

Исследовалась частота появления пульсаций и всплесков рентгеновских лучей в функции местного времени [41], а также их связь с магнитными суббуриями [13]. Оказалось, что разнообразные временные особенности вторжений энергичных электронов в зону полярных сияний наблюдаются в периоды развития суббурь, но что эти временные характеристики существенно различны в зависимости от местного времени. Мак-Феррон и др. [34] суммировали характерные особенности пульсаций на полярной диаграмме. Из нее следует, что на ночной стороне, где могут наблюдаться пульсации свечения, преобладают шумовые всплески и импульсы, а не квазисинусоидальные пульсации. Последние появляются главным образом в полдень и вечером.

Изучение морфологии пульсаций только начинается; необходимы дальнейшие исследования, чтобы наблюдения пульсаций стали полезным инструментом для изучения явлений в магнитосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джорджио Н. В., сб. «Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба», Изд-во АН СССР, М., 1959, стр. 30.
2. Старков Г. В., Ролдугин В. К., Геомagnetизм и аэрономия, **10**, 97 (1970).
3. Фельдштейн Я. И., Planet. Space Sci., **14**, 121 (1966).
4. Фельдштейн Я. И., Старков Г. В., Planet. Space Sci., **15**, 209 (1967).
5. Akasofu S.-I., Planet. Space Sci., **12**, 273 (1964).
6. Akasofu S.-I., Polar and Magnetospheric Substorms, Reidel Publ. Co., 1968. (Русский перевод: С. И. Акасофу, Полярные и магнитосферные суббури, изд-во «Мир», М., 1971.)
7. Arnoldy R. L., J. Geophys. Res., **75**, 228 (1970).
8. Beach R., Cresswell G. R., Davis T. N., Hallinan T. I., Sweet L. R., Planet. Space Sci., **16**, 1525 (1968).
9. Berger S., Planet. Space Sci., **11**, 867 (1963).
10. Brekke A., Thesis, Univ. of Oslo, 1969.
11. Campbell W. W., Rees M. H., J. Geophys. Res., **66**, 41 (1961).
12. Coroniti F. V., Kennel C. F., J. Geophys. Res., **75**, 1279 (1970).
13. Coroniti F. V., McPherron R. L., Parks G. K., J. Geophys. Res., **73**, 1715 (1968).
14. Cresswell G. R., Rep. UAGR-206, Geophysical Institute, Univ. of Alaska, 1968.

15. *Cresswell G. R.*, Planet. Space Sci., **16**, 1453 (1968).
16. *Cresswell G. R.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **34**, 549 (1972).
17. *Cresswell G. R.*, *Belon A. E.*, Planet. Space Sci., **14**, 299 (1966).
18. *Cresswell G. R.*, *Davis T. N.*, J. Geophys. Res., **71**, 3155 (1966.)
19. *Davis T. N.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
20. *Eather R. H.*, The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms. eds. J. Holtet, A. Egeland, 1968, p. 111.
21. *Egeland A.*, *Omholt A.*, Geofys. Publikasjoner, **26**, № 6 (1966).
22. *Egeland A.*, *Omholt A.*, in Aurora and Airglow ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967, p. 143.
23. *Evans D. S.*, J. Geophys. Res., **72**, 4281 (1967).
24. *Gowell R. W.*, *Akasofu S.-I.*, Planet. Space Sci., **17**, 289 (1969).
25. *Hartz T. R.*, *Brice N. M.*, Planet. Space Sci., **15**, 301 (1967).
26. *Heppner J. P.*, J. Geophys. Res., **59**, 329 (1954).
27. *Heppner J. P.*, Report № D. R. 135, Defence Research Board, Canada, 1958.
28. *Hilliard R. L.*, *Shepherd G. G.*, Planet. Space Sci., **14**, 383 (1966).
29. International Auroral Atlas, Edinburgh Univ. Press, 1963.
30. *Iyengar R. S.*, *Shepherd G. G.*, Canadian J. Phys., **39**, 1911 (1961).
31. *Johansen O. E.*, *Omholt A.*, Planet. Space Sci., **14**, 207 (1966).
32. *Kvifte G. J.*, *Pettersen H.*, Planet. Space Sci., **17**, 1599 (1969).
33. *Lampton M.*, J. Geophys. Res., **72**, 5817 (1967).
34. *McPherron R. L.*, *Parks G. K.*, *Coroniti F. V.*, *Ward S. H.*, J. Geophys. Res., **73**, 1697 (1968).
35. *Milton D. W.*, *McPherron R. L.*, *Anderson K. A.*, *Ward S. H.*, J. Geophys. Res., **72**, 414 (1967).
36. *Murcray W. B.*, J. Geophys. Res., **64**, 955 (1959).
37. *Omholt A.*, Planet. Space Sci., **10**, 247 (1963).
38. *Omholt A.*, *Berger S.*, Planet. Space Sci., **15**, 1075 (1967).
39. *Omholt A.*, *Kvifte G.*, *Pettersen H.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
40. *Omholt A.*, *Pettersen H.*, Planet. Space Sci., **15**, 347 (1967).
41. *Parks G. K.*, *Coroniti F. V.*, *McPherron R. L.*, *Anderson K. A.*, J. Geophys. Res., **73**, 1685 (1968).
42. *Parkinson T. D.*, *Zipf E. C.*, *Dick K. A.*, J. Geophys. Res., **75**, 1334 (1970).
43. *Paulson K. V.*, *Shepherd G. G.*, Canadian J. Phys., **44**, 837 (1966).
44. *Paulson K. V.*, *Shepherd G. G.*, Canadian J. Phys. **44**, 921 (1966).
45. *Paulson K. V.*, *Shepherd G. G.*, *Graystone P.*, Canadian J. Phys., **45**, 2813 (1967).
46. *Rosenberg T. J.*, *Bjordal J.*, *Kvifte G. J.*, J. Geophys. Res., **72**, 3504 (1967).
47. *Rosenberg T. J.*, *Bjordal J.*, *Trefall H.*, *Kvifte G. J.*, *Omholt A.*, *Egeland A.*, J. Geophys. Res., **76**, 122 (1971).
48. *Scourfield M. W. J.*, *Parsons N. R.*, Planet. Space Sci., **17**, 1141 (1969).
49. *Shepherd G. G.*, *Pemberton E. V.*, Radio Sci., **3**, 650 (1968).
50. *Størmer C.* The Polar Aurora, Oxford, Clarendon Press. 1955.
51. *Victor L. J.*, J. Geophys. Res., **70**, 3123 (1965).

Оптические сияния и радионаблюдения

8.1. Введение

В разд. 2.2 подробно рассматривалась взаимосвязь оптического излучения полярных сияний и увеличения скорости ионизации. В этой главе будет рассмотрена связь оптических сияний с влиянием повышенной ионизации на распространение радиоволн. Наблюдается несколько важных и существенно различных явлений в радиодиапазоне, связанных с полярными сияниями. К ним относятся: локальное поглощение радиоволн; отражение от спорадического слоя E , образованного диффузными протяженными сияниями; рассеяние радиоволн; ОНЧ-излучения и радишумы; появляющееся довольно редко поглощение радиоволн в полярной шапке, охватывающее большие площади. Полярные сияния усиливают обратное рассеяние непоглотившихся радиоволн. Это явление часто называют радиосияниями.

В этой книге мы не будем подробно останавливаться на радиоявлениях, а сконцентрируем внимание на прямой связи радио- и оптических сияний. Радионаблюдения могут проводиться при любой погоде, поэтому этим методом можно получить много ценных результатов по общей морфологии полярных сияний и их взаимосвязи с явлениями в магнитосфере.

8.2. Поглощение радиоволн

Хорошо известно, что полярные сияния сопровождаются поглощением радиоволн в ионосфере (см., например, [32, 39, 40, 49]). Ниже мы рассмотрим, как проявляется эта корреляция и как ее можно объяснить, не останавливаясь

при этом на механизме радиопоглощения и не рассматривая аппаратуру, используемую для измерений. Детальный обзор аврорального поглощения радиоволн на высоких частотах дал Харгривс [32]. Существование по крайней мере статистической взаимосвязи между свечением полярных сияний и поглощением радиоволн было установлено рядом исследователей [5, 9, 12, 24, 36, 37, 50, 59].

Хольт и Омхольт [37] подробно изучили корреляцию между интенсивностью в зените авроральной эмиссии $5577 \text{ \AA}$ [OI] (поле зрения фотометра 5°) и риометрическими измерениями поглощения космического радиоизлучения на частоте 27 МГц. Связь между концентрацией электронов N в момент t и функцией мгновенной скорости образования электронов q определяется уравнением баланса ионизации

$$\frac{dN}{dt} = \frac{q}{1 + \lambda} - \alpha N^2, \quad (8.1)$$

где α — эффективный коэффициент рекомбинации, а λ — отношение концентраций отрицательных ионов и электронов. Величина q равна скорости ионообразования, т. е. примерно пропорциональна скоростям эмиссии полос первой отрицательной системы азота N_2^+ и зеленой линии кислорода $5577 \text{ \AA}$ (разд. 2.2 и п. 4.2.2).

Процессы рекомбинации могут быть довольно сложными, особенно в области D . Следует учитывать тяжелые ионы, а двухионная модель, предложенная в [35], приведет к линейным членам, описывающим рекомбинацию. Но при высоких концентрациях электронов, имеющих место в период полярных сияний, эти соображения менее важны, чем в нормальных спокойных условиях (см. [20]).

В предположении пропорциональности между интенсивностью излучения и скоростью ионизации яркость I , наблюдаемая на земле в какой-либо момент, будет

$$I = \int_1^2 \eta dh = k \int_1^2 q(h) dh, \quad (8.2)$$

где интегрирование осуществляется вдоль луча зрения, η — объемная скорость эмиссии, постоянная k — отношение между скоростью ионизации и яркостью оптического излучения, I , η , q являются функциями времени t .

При специальных предположениях существует линейная связь между корнем квадратным из интенсивности свечения и поглощением космического радиоизлучения: если энергетический спектр и распределение по pitch-углам первичных частиц постоянны во времени, то скорость ионообразования q на любой высоте будет пропорциональна яркости I , наблюдаемой с земли (интегральной эмиссии вдоль луча зрения)

$$q(h, t) = c_1(h) I(t). \quad (8.3)$$

Постоянная $c_1(h)$ зависит от высоты и от энергетического спектра частиц. Поглощение A , измеренное риометром (в децибелах), можно выразить через коэффициент поглощения K , который пропорционален концентрации N свободных электронов:

$$A(t) = \int_1^2 K(h, t) dh = \int_1^2 c_2(h) N(h, t) dh. \quad (8.4)$$

Интегрирование ведется в ионосфере вдоль траектории волны, причем c_2 есть функция высоты и частоты риометра. В состоянии квазиравновесия ($d/dt \approx 0$) из уравнения (8.1) получаем

$$\begin{aligned} N(h, t) &= \alpha^{-1/2} (1 + \lambda)^{-1/2} q^{1/2}(h, t) = \\ &= c_3(h) q^{1/2}(h, t). \end{aligned} \quad (8.5)$$

Отсюда, комбинируя (8.3) и (8.5) и полагая, что траектория волны совпадает с лучом зрения, получим

$$I^{1/2}(t) = \left(\int_1^2 c_1^{1/2} c_2 c_3 dh \right)^{-1} A(t) = c_4 A(t). \quad (8.6)$$

Коэффициент рекомбинации, отношение концентраций отрицательных ионов и электронов, частота электронных столкновений (последняя входит в c_2) предполагаются независимыми от первичного потока электронов. Величина c_4 зависит только от энергетического спектра электронов. Однако c_4 можно считать константой только в первом приближении, так как уравнение (8.1) является приближенным.

Следует отметить, что свечение в основном пропорционально количеству энергии, вносимой первичными частицами в атмосферу, а появившиеся вследствие ионизации электроны поглощают радиоволны тем эффективнее, чем ниже в атмосфере они произведены. Поэтому высокоэнергичные электроны эффективнее, в поглощении, и этим объясняется, почему коэффициент c_4 в уравнении (8.6) зависит от начальной энергии частицы.

Было показано [37], что уравнение (8.6) справедливо в широких пределах, но коэффициент c_4 меняется от явления к явлению. Аналогичные результаты были получены в [41], где показано, что коэффициент c_4 может оставаться постоянным в течение нескольких часов, а затем резко измениться. Некоторые результаты приведены на рис. 8.1. Поскольку углы зрения фотометра и риометра сильно отличаются, рассмотрены лишь случаи, когда большая часть небосвода была покрыта довольно однородными сияниями.

Для заданного энергетического спектра первичных электронов вычислен теоретически коэффициент c_4 [41]. Из-за неопределенностей в основных параметрах вычисленные значения c_4 различаются примерно в 2 раза, но из наблюдений ясно видно влияние спектра первичных частиц. Для двух периодов события, приведенного на рис. 8.1, и при экспоненциальном энергетическом спектре найдены характерные энергии электронов 14 и 30 кэВ [41], причем жесткий энергетический спектр приходился

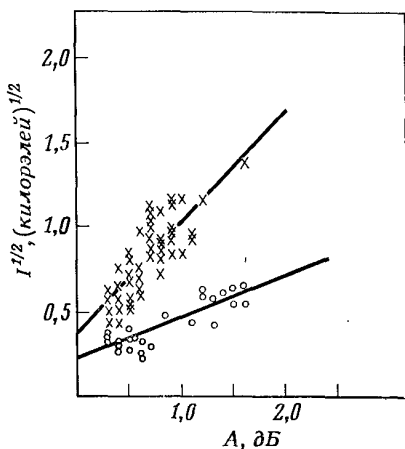


Рис. 8.1. Квадратный корень из интенсивности эмиссии λ 5577 в зависимости от поглощения космического радиоизлучения на частоте 27,6 МГц в Тромсё [41]. Крестики — с 23 ч 55 мин до 3 ч 55 мин, кружки — с 4 ч 00 мин до 6 ч 05 мин. Время местное.

на ранние утренние часы (4 ч 00 мин — 6 ч 05 мин местного времени), что привело к более сильному поглощению относительно интенсивности оптического излучения. На основании всех данных измерений в другие часы суток была определена характерная энергия электронного спектра в функции времени ночи [41]. Эти вариации оказались незначимыми.

Густафссон [24] выполнил аналогичное исследование, причем включил случаи, когда происходили заметные временные вариации и необходимо было учитывать вариации электронной концентрации. При разумном отборе данных найдено согласие между теоретическим и наблюдаемым временными запаздываниями пиков аврорального свечения и поглощения. Коэффициент рекомбинации оказался равным $2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, что, по-видимому, соответствует высоте $\approx 70 \text{ км}$. В период распада сияний поглощение могло увеличиваться сильнее, чем ожидалось, возможно, из-за ужесточения энергетического спектра [25].

Связь между оптическими полярными сияниями и поглощением космического радиоизлучения исследовалась рядом авторов [3, 7, 16]. Берки [7] использовал риометр с узконаправленной антенной, и поэтому ему удалось выявить детальную корреляцию для всех форм сияний. Его исследование представляет продолжение аналогичной работы [3] и, вероятно, является наиболее обстоятельной из имеющихся в настоящее время. Он подразделил типы взаимосвязи на три категории:

Категория	Свечение в $\lambda 5577 \text{ \AA}$	Поглощение
А	Интенсивное	Интенсивное
В	»	Слабое
С	Слабое	Интенсивное

Категория А наблюдается главным образом около местной полночи, В — в вечернем секторе, С — в утреннем. Если суббуря особенно интенсивна, категория А наблюдается также в вечернем секторе, сопровождаясь при этом быстро движущимся к западу изгибом.

Берки нашел систематическое уменьшение постоянной c_4 в уравнении (8.6) в течение ночи. Для эмиссии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ коэффициент c_4 уменьшается от 5 до немного более 1 (килорэлей) $^{1/2}/\text{дБ}$ между 18 ч 00 мин и 6 ч 00 мин местного времени. Это указывает на ужесточение спектра в течение ночи, что было также обнаружено по вариациям высоты и температуры (разд. 2.5, 6.2 и 6.3). Однако этот результат не согласуется с результатами [41], относящимися к очень диффузным спокойным сияниям, не показывающим заметных изменений. Берки [7] нашел существенные изменения отношения свечения к поглощению только в тех случаях, когда одна из наблюдаемых величин заметно увеличивалась. Он установил также, что спектр жестче на экваториальной стороне овала полярных сияний и во время пульсирующих сияний. Одновременные наблюдения интенсивности $H\beta$ указывали, что вклад протонов в ионизацию слоя D ничтожно мал.

Долгое время обычно предполагалось, что пульсирующие сияния связаны с более сильным поглощением, чем обычные (см. [32, 39, 40, 49]).

Кэмпбелл и Лейнбах [12] нашли коэффициент корреляции 0,7 между флуктуациями $\lambda 3914 \text{ \AA}$ и аврорального поглощения, что подтверждает прежние выводы. Ролдугин [1] наблюдал одновременные пульсации в излучении и радиопоглощении с периодами от 10 до 60 с. Хотя как пульсации, так и сильное поглощение, по-видимому, являются типичными послеполуночными явлениями, имеются сомнения в том, что между ними существует детальная корреляция. Брекке [8] исследовал для каждого часа ночи относительную частоту поглощения более 0,5 дБ во время пульсирующих оптических сияний и когда они отсутствовали. Он использовал данные за четыре зимы с 1964 по 1968 г., полученные в Тромсё, и не нашел существенных различий, так что оба явления, по-видимому, статистически независимы. Суточные вариации несколько менялись от одной зимы к другой, возможно, вследствие изменения уровня солнечной активности. Исследования подтвердили, что как поглощение, так и пульсации являются типичными послеполуночными явлениями, и это, вероятно, послужило причиной предположения о тесной статистической связи этих явлений. Для двух явлений, наблюдающихся примерно

в одно и то же время суток, но физически независимых, истинный коэффициент корреляции зависит от временного разрешения используемых данных.

Возможно, исключения составляют ранние утренние часы, когда быстрые пульсации наиболее многочисленны [8]. Установлено, что утренние бухты поглощения, вероятно, обусловленные вторжением жестких электронов, связаны с пульсирующим сиянием на геомагнитносопряженной станции [26].

8.3. Ионизация слоя E

Другим радиоявлением, связанным с оптическим полярным сиянием, является спорадический слой E , часто наблюдаемый при полярном сиянии в зените (см., например, [10, 44]). При довольно однородном свечении на достаточно большой площади в зените появляется толстый слой повышенной ионизации, дающий характерный след на ионограмме. Высота полярного сияния обычно такова, что новый ионосферный слой совпадает с обычным слоем E . Высота и электронная концентрация обычно довольно точно определяются по ионограммам в отличие от спорадических слоев E или более неправильных спорадических слоев E_s , иногда наблюдающихся при полярных сияниях. Буллен [10] предложил называть этот тип отражений от слоя E ночным слоем E и применил эту концепцию к изучению активности полярных сияний в южном полушарии в 1958—1963 гг.

Отмечались систематические вариации авроральной ионизации до и после максимума фазы развития суббури (1—2 мин) [14], когда на ионозонде регистрируется полное поглощение. Критическая частота сначала растет, затем падает при соответствующих уменьшении и увеличении видимых высот. Кроме того, относительное усиление $f_o E$ в период распада сияний систематически снижается с ростом «спокойной авроральной» ионизации (определенной за некоторое время до распада сияния).

Изучение прямой связи интенсивности зенитных форм сияний и электронной концентрации, вычисленной по ионограммам, проводилось в [45, 56, 57, 64]. На рис. 8.2 приведены одновременные значения интенсивности эмиссионной полосы

4278 Å первой отрицательной системы N_2^+ и максимума электронной концентрации в зените по данным Омхольта [57]. Белыми кружками обозначены точки, вычисленные по данным [45].

Принимая обычное уравнение рекомбинации (8.1) и пренебрегая временными вариациями, получим электронную концентрацию N в любой точке из соотношения

$$N^2 = q/\alpha (1 + \lambda). \quad (8.7)$$

Согласно приведенным в разд. 2.2 данным, объемная эмиссия η полосы 4278 Å первой отрицательной системы азота в 75 раз меньше полной скорости ионобразования. Если бы распределение свечения с высотой было постоянно, то η в точке максимума всегда было бы пропорционально яркости с постоянной пропорциональности h_0 , которая дает меру толщины полярного сияния. Тогда с учетом уравнений (8.2) и (8.5)

$$N^2 = 75\eta/\alpha (1 + \lambda) = 75I/h_0\alpha (1 + \lambda), \quad (8.8)$$

где I — полная интенсивность полосы 4278 Å в зените в фотонах на $1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}$. Из данных, приведенных на рис. 8.2, следует, что существует пропорциональная зависимость между N^2 и I , как показано прямыми линиями. Ожидаемое рассеяние обусловлено дисперсией h_0 , а также

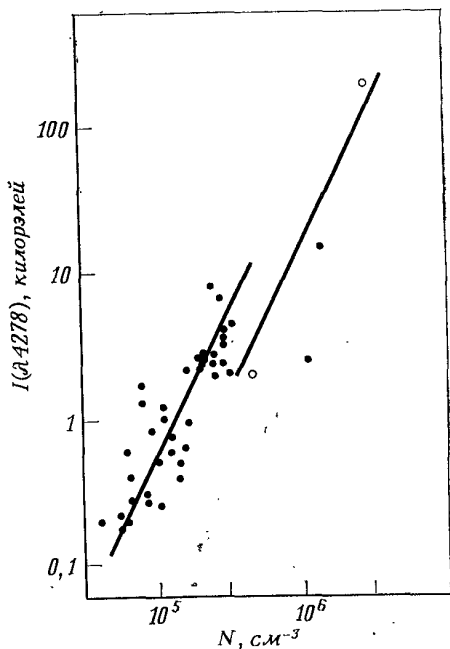


Рис. 8.2. Яркость сияний в зените в зависимости от электронной концентрации «ночного E-слоя». Кружки — по данным [45].

$\alpha(1 + \lambda)$ вследствие изменения абсолютной высоты полярного сияния.

Из приведенных в разд. 2.5 данных среднее значение $h_0 \approx 20$ км. Из данных на рис. 8.2 значения интенсивности $2 \cdot 10^9$ фотон/(см²·с) и электронной концентрации $2 \cdot 10^5$ см⁻³ являются типичной парой. Подставляя эти значения в уравнение (8.8), получаем значение $\alpha(1 + \lambda) = 2 \cdot 10^{-6}$ см³/с. Это на порядок величины больше, чем следует из оценок, полученных на основе ракетных данных об интенсивности свечения, потоках частиц и электронной концентрации (разд. 2.2). Расхождение может быть частично обусловлено трудностями калибровки при оптических измерениях и поэтому нереально. Кружки на рис. 8.2, вычисленные из данных [45], приводят к в три раза меньшей абсолютной величине интенсивности при заданной электронной концентрации. Если это верные значения, то наиболее вероятный видимый коэффициент рекомбинации $\alpha(1 + \lambda)$ в полярном сиянии на высоте от 110 до 120 км составляет $(3 - 5) \cdot 10^{-7}$ см³/с.

8.4. Радиосияния

Обратное рассеяние излучения радиолокаторов от областей с авроральной активностью наблюдается довольно регулярно. Обзоры этого явления, получившего название радиосияния, даны в [22, 46, 47]. Существует общепринятое объяснение явления: радиоволны высоких частот рассеиваются неоднородностями ионизации на высотах полярных сияний, причем такое рассеяние обычно связано с полярными сияниями и магнитными бурями. Важной особенностью таких рассеивающих неоднородностей является их вытянутость вдоль магнитного поля, и поэтому обратное рассеяние происходит только из областей, где луч зрения составляет прямой угол с магнитной силовой линией (отклонение не более $\pm 10^\circ$ на 40 МГц и $\pm 4^\circ$ на 100 МГц).

Несколько лет продолжались почти непрерывные дебаты по поводу детальной корреляции между положением рассеивающих областей и оптических сияний. Причина этой неопределенности обусловлена в основном тем, что рассеяние может происходить только при малых углах возвышения зондирующего луча, т. е. на расстоянии нескольких

сотен километров от станции наблюдений, а рефракция радиоволн в тропосфере и ионосфере существенно меняет траекторию зондирующего луча [22, 67]. Из-за этих трудностей было выполнено мало подходящих измерений.

Наблюдалось несколько случаев, когда положение радио- и оптических сияний было довольно близким и даже частично совпадало [48] (см. также [46]). Аналогично сообщалось о тесной корреляции между оптическими и радиолокационными измерениями [43], о хорошей корреляции между положением вторгающихся электронов по измерениям на спутнике и положением радиоотражений на ночной стороне [6]. На дневной стороне часть электронных вторжений не сопровождалась радиолокационным отражением. В 14 случаях, когда при помощи фотометрических параллаксов были получены точные положения оптических сияний, большинство радиоотражений располагалось близко к узким, дискретным сияниям, использованным для параллактических измерений. Согласно [6], радиосияния тесно связаны в пространстве и во времени с оптическими сияниями в овале полярных сияний, хотя и нет точного соответствия. Не было найдено корреляции между радиолокационным отражением и вторгающимися протонами.

В противовес этому и в согласии с собственными более ранними результатами Гадсен [23] не нашел прямой связи между двумя явлениями. Он искал корреляцию между интенсивностью оптического сияния над одной станцией и эхо-сигналом от той же области на другой соответственно выбранной станции. Не было найдено корреляции между частотой появления эхо-сигнала и интенсивностями оптических эмиссий $\lambda 5577$, 3914 и $6300 \text{ \AA}$. На этом основании он заключил, что область обратного рассеивания не обязательно связана с наиболее интенсивным свечением, а наибольшее свечение не всегда связано с областями обратного рассеяния. Анвин и Кнокс [68] пришли к аналогичному выводу, тогда как Мак-Диармид и Мак-Намара [52] нашли, что за двухлетний период наблюдений существовала по крайней мере 50-процентная корреляция в пространстве и во времени между оптическими и радиосияниями. Мак-Диармид и Мак-Намара [52] сравнивали радиоотражения от двух далеко разнесенных радиолокаторов с фотографическими регистрациями сияний. Вариации час-

тоты появления радио- и оптических сияний с временем года и солнечным циклом очень похожи [18]*.

Для объяснения радиосияний необходимо предположить, что существуют небольшие, вытянутые вдоль поля неоднородности электронной концентрации длиной несколько метров и поперечником в несколько раз меньше длины. Как такие неоднородности возникают, до сих пор остается неясным. Хотя оптические измерения (разд. 2.6) не дали пока нижнего предела размеров структурных образований в первичном потоке частиц, возможно, гирорадиус первичных частиц слишком велик, чтобы допустить существование тонкой структуры с размерами, полученными из радионаблюдений. Кроме того, длина ионизованных следов первичных корпускул любой энергии существенно больше, чем следует из радиоданных. Если роль полярных сияний состоит лишь в увеличении общей электронной концентрации, а неоднородности образуются в этой среде с повышенной концентрацией, то должна существовать только ограниченная корреляция. В этом случае была бы корреляция между частотой появления радио- и оптических сияний, но корреляция между интенсивностями этих двух явлений была бы очень малой.

Гадсден [23] утверждает, что двухпотоковая неустойчивость в ионосфере может привести к наблюдаемым эффектам без увеличения электронной концентрации. В этом случае следует искать корреляцию между оптическим сиянием и электрическим полем, образующим потоки плазмы, подверженные неустойчивости. Мак-Диармид и Мак-Намара [53] построили физическую модель радиосияния. Они предположили, что двухпотоковые неустойчивости обусловлены электроструей, текущей в пределах видимого, вытянутого с востока на запад полярного сияния. В вычислениях содержатся существенные неопределенности, но модель объясняет совокупность наблюдательных данных, на которых она основана.

* Сопоставление радиоотражений от узконаправленного зондирующего луча и визуальных форм полярных сияний над Аляской показало, что оба явления тесно коррелируют друг с другом [B. B. Balsley, W. L. Ecklund, R. A. Greenwald, J. Geophys. Res., 78, 1681 (1973)]. Радиоотражения не совпадают пространственно с визуальными формами, а располагаются на их экваториальном краю.— Прим. ред.

8.5. ОНЧ-излучения и шумы в радиодиапазоне

Радиоизлучения в диапазоне ОНЧ (т. е. с частотой ниже 40 кГц) длительный период связывались с полярными сияниями: либо непосредственно с оптическими сияниями, либо с другими типичными проявлениями сияний, например поглощением радиоволн или магнитными возмущениями (см. [66]). Впервые корреляция между ОНЧ-излучениями и полярными сияниями исследовалась в [11]. Статистическая корреляция между оптическими сияниями и шипениями в диапазоне ОНЧ обнаружена рядом авторов [42, 51, 54, 55]. Найдена тесная корреляция между полярными сияниями и шипениями в ОНЧ-диапазоне [31]. ОНЧ-излучения, связанные с авроральными явлениями, детально изучались Харангом [27, 28] и Холтетом и Эгеландом [38]. Наблюдались хоры в диапазоне ОНЧ (множество накладывающихся друг на друга эмиссий увеличивающейся частоты) во время пламенных сияний [11, 58, 65].

Таким образом, многочисленные наблюдения показывают корреляцию ОНЧ-излучений с оптическими сияниями. Согласно [66], ОНЧ-шипение в диапазоне от 4 до 30 кГц коррелирует с дугами и полосами до и в период распада сияний, а хоры на широтах зоны полярных сияний связаны с пламенными и пульсирующими сияниями, а также с периодом распада. Количественная корреляция между ОНЧ-излучениями и оптическими полярными сияниями еще не установлена, но из ракетных и наземных данных есть основания подозревать корреляцию в случае слабых сияний (*Эгеленд*, частное сообщение). При интенсивных сияниях поглощение может ослабить ОНЧ-сигнал. Как ОНЧ-излучение, так и поглощение радиоволн коррелируют с оптическими сияниями, поэтому неудивительно, что существует также корреляция между этими двумя явлениями в радиодиапазоне. Приводились примеры детальной корреляции ОНЧ-излучения и поглощения [32].

Время от времени сообщалось об излучении радиошумов в интервале частот от 30 до 3000 МГц. Обнаружены шумовые всплески во время полярных сияний [21]. Усиление радиошумов в период авроральной активности отмечалось в [15, 17, 33, 34, 63]. Однако Чепмен и Керри [13] и Харанг и Лендмарк [30] не обнаружили радиошумов в

период полярных сияний даже при интенсивных явлениях. Позднее Харанг [29] наблюдал всплески радишумов на частоте 28 МГц при внезапном усилении радиопоглощения, вероятно, обусловленном полярным сиянием, а Эриксен и Харанг [19] наблюдали радишумы на 225 МГц во время сильных магнитных возмущений в конце поглощения в полярной шапке (ППШ).

По-видимому, радишумы в диапазоне мегагерц — явление довольно редкое, имеющее место только при особых обстоятельствах. Не делалось попыток найти количественную корреляцию с оптическими полярными сияниями.

8.6. Поглощение в полярной шапке

Явление ППШ обусловлено почти равномерным вторжением высокоэнергичных протонов и α -частиц над большей частью полярных шапок симметрично относительно магнитного полюса и в отдельных случаях простирающимся до 50° геомагнитной широты. Вторжения сопровождаются сильным поглощением радиоволн над всей полярной шапкой. О свечении атмосферы, связанном с этим явлением, впервые сообщил Сэндфорд [60, 61], а затем подтвердил Вейл [69]. Сэндфорд [62] подробно рассмотрел это явление.

Свечение атмосферы в период ППШ легко отличить от других типов сияний только в овале полярных сияний. Наиболее поразительная оптическая характеристика этого типа свечения состоит в том, что полосы первой отрицательной системы N_2^+ в несколько раз сильнее, чем зеленая линия $5577 \text{ \AA}$ [Ю1]. Интенсивность полосы N_2^+ $3914 \text{ \AA}$ в пять или более раз выше, чем зеленой линии. Абсолютная интенсивность полосы $3914 \text{ \AA}$ свечения при ППШ меняется от 0,1 до 10 килорэлей, причем наиболее типичные значения от 1 до 3 килорэлей. Вычислена интенсивность этих эмиссий в функции энергии протонов [2]. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными наблюдений.

Основная причина необычного распределения интенсивностей эмиссий обусловлена высотой появления свечения в атмосфере. Типичные энергии частиц по порядку величины от 10 до 100 МэВ, а такие протоны и α -частицы производят ионизацию и возбуждение в основном на высотах между 80 и 30 км. Хотя на этих высотах возбуждаются

также запрещенные линии кислорода при прямой диссоциации молекулярного кислорода или диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов кислорода, здесь происходит быстрая дезактивация возбужденных атомов при столкновениях с окружающим газом. Поэтому ниже 70 км почти все излучение в линии 5577 Å гасится (разд. 5.2). Сообщалось о случаях усиления линии 6300 Å во время ППШ [4]. Это явление должно быть следствием вторжений потоков низкоэнергичных частиц, и поэтому прямая связь с ППШ, по-видимому, вызывает сомнение. Как свечение ночного неба, так и обычные сияния затрудняют наблюдения запрещенных кислородных эмиссий, возникающих в период ППШ.

Водородные эмиссии не особенно сильны в свечении при ППШ по двум причинам (гл. 3):

а) количество фотонов $H\alpha$ и $H\beta$ на протон возрастает незначительно при энергиях протонов более 100 кэВ, т. е. эмиссии $H\alpha$ и $H\beta$ на единицу энергии, вносимой в атмосферу, малы;

б) при реакциях перезарядки, происходящих на малых высотах, существенна дезактивация возбужденных атомов водорода вследствие новых актов ионизации.

Однако наблюдаемые водородные эмиссии оказались сильнее, чем рассчитанные из комбинации энергий протонов в период ППШ и интенсивности эмиссии $\lambda 3914$ Å (см. [62]). Это указывает на одновременное существование потоков низкоэнергичных протонов, но снова возникают трудности, связанные с исключением других типов сияний.

Большинство других эмиссий, наблюдаемых в обычных полярных сияниях, существует и во время ППШ, но они детально не исследовались. Относительные интенсивности всех эмиссий с метастабильных уровней отличаются от обычных полярных сияний, как и следовало ожидать из рассмотрения дезактивации столкновениями на этих высотах (разд. 5.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ролдугин В. К., Геомагнетизм и аэрономия, 7, 559 (1967).
2. Alcayde D., Апп. Geophys., 24, 1031 (1968).
3. Ansari Z. A., J. Geophys. Res., 69, 4493 (1964).

4. *Argemi L. H.*, Ann. Geophys., **20**, 273 (1964).
5. *Barcus J. R.*, J. Geophys. Res., **70**, 2135 (1965).
6. *Bates H. F.*, *Sharp R. D.*, *Belon A. E.*, *Boyd J. S.*, Planet. Space Sci., **17**, 83 (1969).
7. *Berkey F. T.*, J. Geophys. Res., **73**, 319 (1968).
8. *Brekke A.*, Thesis, Univ. of Oslo, 1969.
9. *Brown R. R.*, *Barcus J. R.*, Arkiv. Geofysik, **4**, 395 (1963).
10. *Bullen J. M.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **28**, 879 (1966).
11. *Burton E. T.*, *Boardman E. M.*, Proc. IRE, **21**, 1476 (1933).
12. *Campbell W. H.*, *Leinbach H.*, J. Geophys. Res., **66**, 25 (1961).
13. *Chapman R. P.*, *Currie B. W.*, J. Geophys. Res., **58**, 363 (1953).
14. *Cheney B. J.*, Austral. J. Phys., **22**, 549 (1969).
15. *Chivers H. J. A.*, *Wells H. W.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **17**, 13 (1959).
16. *Eather R. M.*, *Jacka F.*, Austral. J. Phys., **19**, 215 (1966).
17. *Egan R. D.*, *Peterson A. M.*, J. Geophys. Res., **65**, 3830 (1960).
18. *Egeland A.*, Arkiv Geofysik, **4**, 103 (1962).
19. *Eriksen G.*, *Harang L.*, Phys. Norvegica, **4**, 1 (1969).
20. *Folkestad K.*, *Armstrong R. J.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **32**, 409 (1970).
21. *Forsyth P. A.*, *Petrie W.*, *Currie B. W.*, Nature, **164**, 453 (1949).
22. *Forsyth P. A.*, in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. A. Egeland, J. Holtet, CNRS, 1967.
23. *Gadsden M.*, Planet. Space Sci., **15**, 693 (1967).
24. *Gustafsson G.*, Planet. Space Sci., **12**, 195 (1964).
25. *Gustafsson G.*, Planet. Space Sci., **17**, 1961 (1969).
26. *Hajkowicz L. A.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **31**, 1365 (1969).
27. *Harang L.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **30**, 1143 (1968).
28. *Harang L.*, Planet. Space Sci., **16**, 1081 (1968).
29. *Harang L.*, Planet. Space Sci., **17**, 869 (1969).
30. *Harang L.*, *Landmark B.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **4**, 322 (1954).
31. *Harang L.*, *Larsen R.*, *Skogtvedt J.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **27**, 1147 (1965).
32. *Hargreaves J. K.*, Proc. IEEE, **57**, 1348 (1969). [Русский перевод: Дж. К. Харгривс, Труды Института инженеров по радиоэлектронике и электротехнике, **57**, № 8, 5—31, август (1969)].
33. *Hartz T. R.*, Canadian J. Phys., **36**, 677 (1958).
34. *Hartz T. R.*, *Reid G. C.*, *Vogan E. L.*, Canadian J. Phys., **34**, 728 (1956).
35. *Haug A.*, *Landmark B.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **32**, 405 (1970).
36. *Heppner J. P.*, *Byrne E. C.*, *Belon A. E.*, J. Geophys. Res., **57**, 121 (1952).
37. *Holt O.*, *Omholt A.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **24**, 467 (1962).
38. *Holtet J.*, *Egeland A.*, Phys. Norvegica, **3**, 223 (1969).
39. *Hultqvist B.*, in Introduction to Solar Terrestrial Relations, eds. J. Orther, H. Maseland, Reidel Publ. Co., 1965.
40. *Hultqvist B.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
41. *Johansen O. E.*, Planet. Space Sci., **13**, 225 (1965).

42. *Jorgensen T. S., Ungstrup E.*, *Nature*, **194**, 462 (1962).
43. *Kelly P. E.*, *Canadian J. Phys.*, **43**, 1167 (1965).
44. *King G. A. M.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
45. *Knecht R. W.*, *J. Geophys. Res.*, **61**, 59 (1956).
46. *Lange-Hesse G.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
47. *Lange-Hesse G.*, in *Atmospheric Emissions*, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
48. *Lange-Hesse G., Czechowsky P.*, *Arkiv elektr., Übertragung*, **20**, 365 (1966).
49. *Little C. G.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
50. *Little C. G., Leinbach H.*, *Proc. IRE.*, **46**, 334 (1958).
51. *Martin L. H., Helliwell R. A., Marks K. R.*, *Nature*, **187**, 751 (1960).
52. *McDiarmid D. R., McNamara A. G.*, *Canadian J. Phys.*, **45**, 3009 (1967).
53. *McDiarmid D. R., McNamara A. G.*, *Canadian J. Phys.*, **47**, 1271 (1969).
54. *Morozumi H. N.*, *Nat. Acad. Sci.*, **73**, 16 (1963).
55. *Morozumi H. N.*, *Rep. Ionosph. Space Japan Res.*, **19**, 286 (1965).
56. *Oguti T.*, *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*, **14**, 291 (1960).
57. *Omholt A.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **7**, 73 (1955).
58. *Renard C.*, *Compt. Rend.*, **252**, 1365 (1961).
59. *Rosenberg T. J.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **27**, 751 (1965).
60. *Sandford B. P.*, *Nature*, **190**, 245 (1961).
61. *Sandford B. P.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **24**, 155 (1962).
62. *Sandford B. P.*, *Space Res.*, **7**, 836 (1967).
63. *Seed T. J.*, *J. Geophys. Res.*, **63**, 517 (1958).
64. *Thomas L.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
65. *Ungstrup E.*, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2395 (1966).
66. *Ungstrup E.*, in *Aurora and Airglow*, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
67. *Unwin R. S.*, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3677 (1966).
68. *Unwin R. S., Knox F. B.*, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, **30**, 25 (1967).
69. *Weil G.*, *Compt. Rend.*, **254**, 3402 (1962).

Авроральное рентгеновское излучение

9.1. Образование рентгеновского излучения в полярных сияниях

[Мягкая (по сравнению с космическими лучами) радиация была обнаружена в высоких широтах при полетах ракет в 1955 г. [14, 20]. Было показано, что это рентгеновское излучение, причем считают, что оно образуется при торможении быстрых электронов. Первое непосредственное доказательство связи тормозного рентгеновского излучения и оптических полярных сияний было получено Уинклером с сотрудниками [21—23]. В то же время было найдено, что мягкая радиация связана с геомагнитными бурями [1].

Рентгеновские лучи образуются быстрыми электронами как тормозное излучение при их взаимодействии с атомами и молекулами. Кулоновские силы при взаимодействии быстрых электронов с ядрами замедляют движение электронов, что приводит к испусканию рентгеновских лучей с непрерывным спектральным распределением, причем максимальная энергия фотона не превышает энергии первичного электрона. Тормозное излучение исследовалось теоретически и экспериментально (см. [11, 19]). Кроме того, рентгеновское и ультрафиолетовое излучения образуются при возбуждении атмосферных атомов и молекул электронами внутреннего радиационного пояса.

Для электронов с начальной энергией E_0 , проникающих в атмосферу, часть энергии, преобразующейся в непрерывное рентгеновское излучение, дается приближенно соотношением

$$f = 7 \cdot 10^{-9} \{E_0\}, \quad (9.1)$$

где $\{E_0\}$ — численное значение E_0 в эВ. Часть энергии, преобразующейся в рентгеновское излучение с энергией

от E до $E + dE$, приближенно определяется соотношением

$$df = 14 \cdot 10^{-9} [1 - E/E_0] \{dE\}. \quad (9.2)$$

Таким образом, для электронов с энергией 100 кэВ превращается в рентгеновское излучение ≈ 70 эВ, а для электронов с энергией 10 кэВ только 0,7 эВ. Распределение рентгеновского излучения в пространстве неизотропно; индикатриса такого распределения зависит от энергии.

Интенсивность образующегося рентгеновского излучения (на единицу внесенной энергии) пропорциональна энергии электрона, а интенсивность оптического излучения практически не зависит от энергии. Поэтому отношение интенсивностей оптического и рентгеновского излучений является функцией энергетического спектра первичных частиц. Для экспоненциального энергетического распределения $\exp(-E/E_1)$ отношение полного рентгеновского излучения к полному оптическому пропорционально характерной энергии E_1 . В связи с этим следует ожидать существенных вариаций отношения рентгеновского и оптического излучений, причем рентгеновское излучение преобладает при жестком спектре вторгающихся электронов. Таким образом, если правильна интерпретация быстрых вариаций интенсивности в оптических сияниях, основанная на измерениях температуры (разд. 6.2) (предполагалось, что эти вариации обусловлены увеличением энергии, а не потока частиц), то такие вариации интенсивности должны, по-видимому, усиливаться, когда регистрируется рентгеновское излучение.

9.2. Наблюдения

Рентгеновское излучение от полярных сияний измерялось главным образом при помощи аппаратуры, помещенной на аэростатах, на высотах ≈ 30 —40 км. Рентгеновские лучи сильно поглощаются в атмосфере, причем тем сильнее, чем меньше характерная энергия, поэтому даже на аэростатах можно измерять рентгеновское излучение с энергией 20 кэВ и более. Различные типы рентгеновского излучения, наблюдавшиеся на аэростатах, приведены в табл. 9.1, основанной на результатах двух обзорных ста-

тей [12, 13]. Мы не будем останавливаться на особенностях рентгеновского излучения в полярных сияниях, а сконцентрируем внимание на связи рентгеновского и оптического излучений.

Таблица 9.1

Характеристики рентгеновского излучения [12, 13]

Тип явления	Время появления	Область вторжения	Типичный энергетический спектр (характерная энергия)
Продолжительные, медленно меняющиеся	После полуночи до полудня, иногда сразу же после полудня	Зона полярных сияний, 100° или более по долготе	Систематические суточные вариации 30 кэВ в 1 ч LT, 45 кэВ в 16 ч LT
Импульсные всплески	Поздно вечером и ночью, в основном около местной полуночи		10—15 кэВ
Медленные пульсации (несколько минут)	Дневное время	Вплоть до ≥ 1000 км	30—35 кэВ
Пульсации с промежуточными периодами (80—100 с)	» »	Выше 300 км	30 кэВ
Быстрые пульсации	Утро	Около 100 км	15 кэВ
Микровсплески (полуширина меньше 0,2 с)	Утро и около полудня	То же	25 кэВ

Рентгеновское излучение испускается не изотропно относительно направления движения электронов и, кроме того, рассеивается в атмосфере. Поэтому количественное сопоставление рентгеновского спектра и интенсивности, измеренных в некоторой точке, с характеристиками зенит-

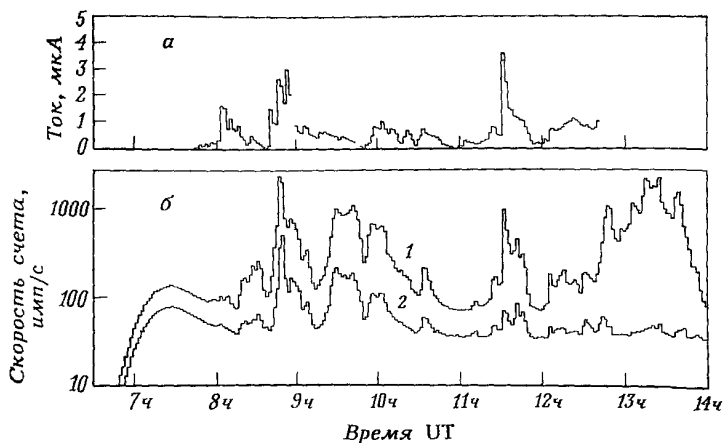


Рис. 9.1. Одновременные наблюдения с аэростата *а* — оптического (2950—3200 Å) (при помощи фотометра) и *б* — рентгеновского (при помощи сцинтилляционного счетчика) излучений во время полярного сияния. 1 — рентгеновское излучение > 25 кэВ, 2 — рентгеновское излучение > 100 кэВ.

ных полярных сияний довольно затруднительно. Сопоставление облегчается, когда формы полярных сияний широкие и диффузные. В этих случаях вариации отношения интенсивности рентгеновского и оптического излучений могут непосредственно отражать вариации энергетического спектра первичных электронов.

В согласии с изложенными выше соображениями наблюдения свидетельствуют о довольно неопределенной связи рентгеновского и оптического излучений [2,4 —7, 16, 22]. Согласно [4], во время диффузного свечения имеется довольно хорошая корреляция между интенсивностью рентгеновского излучения и оптическим свечением, определенным по фотографиям камер полного обзора. На рис. 9.1 приведены регистрограммы, демонстрирующие количественную связь вариаций, часто наблюдаемую в период появления дискретных форм полярных сияний [16].

Вариации интенсивности рентгеновского и оптического излучений подробно исследовали Розенберг и др. [18; см. также 17] по наблюдениям с детекторами рентгеновского

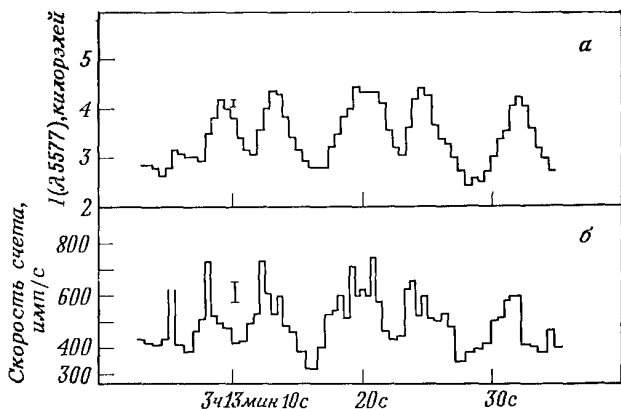


Рис. 9.2. Одновременные пульсации *a* — в эмиссии $\lambda 5577$ и *б* — в рентгеновском излучении с энергией > 25 кэВ [18].

излучения и фотометрами, поднимаемыми на аэростатах. Хотя общие вариации интенсивностей рентгеновского и оптического излучений часто существенно различались, была найдена тесная корреляция пульсаций с периодом несколько секунд, причем нередко эти пульсации были когерентны. С учетом того, что геометрические факторы и углы зрения приборов существенно различаются, это соответствие весьма знаменательно. Пример регистрограммы приведен на рис. 9.2. Полученные данные указывают, что даже если энергетический спектр первичных частиц меняется медленно, механизм модуляции, ответственный за пульсации, воздействует одинаковым образом на электроны всех энергий. На основании сопоставления спектральной плотности одновременных пульсаций в обоих явлениях было сделано заключение, что источник модуляции располагается далеко в магнитосфере [15]. К такому же результату пришли Браун и др. [8, 9] при исследовании пульсаций в рентгеновском излучении в геомагнитно-сопряженных точках. Корреляция между пульсациями в рентгеновском и оптическом излучениях была рассмотрена также в разд. 7.7.

Рентгеновское излучение, по крайней мере в некоторых случаях, проявляется как геомагнитносопряженное яв-

ление. Одновременные всплески рентгеновского излучения наблюдались в магнитносопряженных областях в северном и южном полушариях. Временные вариации и скорости счета были очень похожи, когда аэростаты находились вблизи магнитносопряженных точек (в пределах $\approx 15^\circ$ по геомагнитной долготе и 3° по широте) [2, 8]. Была обнаружена сопряженность в медленных вариациях, в пульсациях и в микровсплесках, хотя два последних типа были похожи в северном и южном полушариях только тогда, когда аэростаты находились очень близко к магнитносопряженным точкам. Такие наблюдения вместе с оптическими могли бы пролить свет не только на сопряженность оптических и рентгеновских сияний, но и позволяют детально проанализировать различия и вариации характерных особенностей энергетического спектра первичных частиц в геомагнитносопряженных точках.

Баркус [6] и Розенберг [16] пришли к заключению, что вторжения электронов высоких и низких энергий обусловлены существенно различными, но часто действующими одновременно механизмами, и корреляция явлений зависит от того, в какой мере они действуют одновременно. Однако из наблюдений рентгеновского излучения не следует, что природа процесса ускорения различна для высоких и низких энергий. Качественно наблюдения рентгеновского излучения согласуются с результатами, следующими из наблюдений оптических сияний и полученными из прямых измерений корпускулярных потоков. По этим данным и энергетический спектр первичных частиц может существенно меняться от одного полярного сияния к другому, так же как и в течение одного сияния. Наблюдения рентгеновского излучения являются уникальными, ибо представляют чувствительный метод измерений высокоэнергетического хвоста электронного спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson K. A., Phys. Rev., **111**, 1397 (1958).
2. Anderson K. A., J. Phys. Soc. Japan, A-1, **17**, 237 (1962).
3. Anderson K. A., Anger C. D., Brown R. R., Evans D. S., J. Geophys. Res., **67**, 4076 (1962).
4. Anderson K. A., DeWitt R., J. Geophys. Res., **68**, 2669 (1963).

5. *Anderson K. A., Enemark D. C.*, J. Geophys. Res., **65**, 3521 (1960).
6. *Barcus J. R.*, J. Geophys. Res., **70**, 2135 (1965).
7. *Bhavsar P. D.*, J. Geophys. Res., **66**, 679 (1961).
8. *Brown R. R., Anderson K. A., Anger C. D., Evans D. S.*, J. Geophys. Res., **68**, 2677 (1963).
9. *Brown R. R., Barcus J. R., Parsons N. R.*, J. Geophys. Res., **70**, 2579 (1965).
10. *Barcus J. R.*, J. Geophys. Res., **70**, 2599 (1965).
11. *Chamberlain J. W.*, Physics of the Aurora and Airglow, Acad. Press, 1961. (Русский перевод: Дж. Чемберлен, Физика полярных сияний и излучения атмосферы, ИЛ, М., 1963.)
12. *Kremser G.*, in Aurora and Airglow, ed. B. M. McCormac, Reinhold Publ. Co., 1967.
13. *Kremser G.*, in Atmospheric Emissions, eds. B. M. McCormac, A. Omholt, Van Nostrand Reinhold Co., 1969.
14. *Meredith L. H., Gottlieb M. B., Van Allen J. A.*, Phys. Rev., **97**, 201 (1955).
15. *Pettersen H., Kvifte G. J., Bjordal J.*, in The Birkeland Symposium on Aurora and Magnetic Storms, eds. J. Holtet, A. Egeland, CNRS, 1968.
16. *Rosenberg T. J.*, J. Atmosph. Terrest. Phys., **27**, 751 (1965).
17. *Rosenberg T. J., Bjordal J., Kvifte G. J.*, J. Geophys. Res., **72**, 3504 (1967).
18. *Rosenberg T. J., Bjordal J., Trefall H., Kvifte G. J., Omholt A., Egeland A.*, J. Geophys. Res., **76**, 122 (1971).
19. *Town Stephenson S.*, Handbuch der Physik, Bd. 30, Göttingen—Heidelberg, Springer, 1957, S. 337.
20. *Van Allen J. A.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **43**, 57 (1957).
21. *Winckler J. R., Peterson L.*, Phys. Rev., **108**, 903 (1957).
22. *Winckler J. R., Peterson L., Arnoldy R., Hoffman R.*, Phys. Rev., **110**, 1221 (1958).
23. *Winckler J. R., Peterson L.*, J. Geophys. Res., **64**, 597 (1959).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редакторов перевода	5
Предисловие	7
Список часто используемых обозначений	9
Глава 1. Распределение и причины появления полярных сияний. Краткое введение	11
1.1. Формы полярных сияний	11
1.2. Морфология полярных сияний	21
1.3. Поведение частиц: отражение, поглощение и рассеяние	34
Литература	36
Глава 2. Электронные полярные сияния: основные характеристики и излучение	39
2.1. Введение	39
2.2. Излучение N_2^+ и ионизация	40
2.3. Теоретическое высотное распределение интенсивностей полос первой отрицательной системы N_2^+	43
2.4. Высотные распределения других эмиссий	48
2.5. Энергия электронов по высотному распределению излучения полярных сияний	49
2.6. Геометрия и движение электронного полярного сияния.	54
2.7. Широтные вариации высот полярных сияний.	62
Литература	64
Глава 3. Протонные полярные сияния	67
3.1. Введение	67
3.2. Теория водородной эмиссии	69
3.3. Наблюдения линий водорода	88
Литература	102
Глава 4. Оптический спектр полярного сияния	106
4.1. Описание	106
4.2. Локальные вариации в спектре	124
4.3. Широтные и зональные вариации	134
Литература	136
Глава 5. Физика оптических эмиссий	139
5.1. Возбуждение	139
5.2. Дезактивация	155
5.3. Интерпретация спектра	159
5.4. Время жизни метастабильных атомов кислорода.	167
5.5. Излучение гелия	174
5.6. Сияния, освещенные Солнцем	178
Приложение. Библиография данных об эффективных сечениях	180
Литература	181

Глава 6. Определение температуры по эмиссиям полярных сияний	188
6.1. Введение	188
6.2. Допплеровские температуры	189
6.3. Вращательные температуры	193
6.4. Выводы и перспективы	198
Литература	200
Глава 7. Пульсирующие полярные сияния	201
7.1. Введение	201
7.2. Пульсирующие сияния	202
7.3. Пламенные сияния	212
7.4. Мерцающие сияния	213
7.5. Струящиеся сияния и горизонтальные волны	214
7.6. Корреляция с микропульсациями геомагнитного поля и земными токами	214
7.7. Корреляция с пульсациями рентгеновского излучения	216
7.8. Морфология пульсирующих сияний	217
Литература	222
Глава 8. Оптические сияния и радионаблюдения	224
8.1. Введение	224
8.2. Радиопоглощение	224
8.3. Ионизация слоя <i>E</i>	230
8.4. Радиосияния	232
8.5. ОНЧ-излучения и шумы в радиодиапазоне	235
8.6. Поглощение в полярной шапке	236
Литература	237
Глава 9. Авроральное рентгеновское излучение	240
9.1. Образование рентгеновского излучения в полярных сияниях	240
9.2. Наблюдения	241
Литература	245

А. Омхольт

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

Редактор *М. Рутковская*

Художник *В. Стуликов*. Художественный редактор *И. Шаврова*.

Технический редактор *Е. Потапенкова*. Корректор *Н. Гиря*.

Сдано в набор 19/XI 1973 г. Подписано к печати 12/III 1974 г. Бумага тип. № 2
84×108^{1/32}=3,88 бум. л. Печ. усл. л. 13,02. Уч.-изд. л. 12,76. Изд. № 27/7168
Цена 1 р. 29 к. Зак. 836.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ярославский полиграфкомбинат «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ярославль, ул. Свободы, 97.